

SÉRIE A, N° 1169

N° D'ORDRE :

2033

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Marc BRUZAU

1^{re} THÈSE. — SUR LA DISTRIBUTION SPATIALE DU RAYONNEMENT
GAMMA DU RADIUM DANS LES MILIEUX DISPERSIFS LÉGERS.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 22 Novembre 1928 devant la Commission d'examen

M ^{me} CURIE.....	<i>Présidente</i>
MM. LAPICQUE.....	} <i>Examineurs.</i>
DEBIERNE.....	

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1928



Digitized by the Internet Archive
in 2026

SÉRIE A, N° 1169

N° D'ORDRE :

2033

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Marc BRUZAU

1^{re} THÈSE. — SUR LA DISTRIBUTION SPATIALE DU RAYONNEMENT
GAMMA DU RADIUM DANS LES MILIEUX DISPERSÉS LÉGERS.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 22 Novembre 1928 devant la Commission d'examen

M^{me} CURIE..... *Présidente*

MM. LAPICQUE.....
DEBIERNE..... } *Examineurs.*

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1928

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

Doyen..... G. MAURAIN, *Professeur*, Physique du globe.

Doyens honoraires.. P. APPELL, M. MOLLIARD.

Profess. honoraires..	{	P. PUISEUX.....	H. LEBESGUE.
		V. BOUSSINESQ.	A. FERNBACH.
		A. JOANNIS.	A. LEDUC.
		H. LE CHATELIER.	

Professeurs	EMILE PICARD.....	Analyse supér. et algèbre supérieure
	G. KOENIGS.....	Mécanique physique et expérimentale
	E. GOURSAT.....	Calcul différentiel et calcul intégral
	P. JANET.....	Electrotechnique générale.
	F. WALLERANT...	Minéralogie.
	H. ANDOYER.....	Astronomie.
	P. PAINLEVÉ.....	Mécanique anal. et mécanique céleste
	GABRIEL BERTRAND	Chimie biologique.
	M ^{me} P. CURIE.....	Physique générale et radioactivité.
	M. CAULLERY.....	Zoologie (Evolution des êtres organisés)
	G. URBAIN.....	Chimie minérale
	EMILE BOREL.....	Calcul des probabilités et phys. mathématiques
	L. MARCHIS.....	Aviation.
	JEAN PERRIN.....	Chimie physique.
	RÉMY PERRIER.....	Zoologie (Enseignement P. C. N.).
	H. ABRAHAM.....	Physique.
	M. MOLLIARD.....	Physiologie végétale.
	E. CARTAN.....	Géométrie supérieure.
	L. LAPICQUE.....	Physiologie générale.
	E. VESSIOT.....	Théorie des fonct. et th. des transf.
	A. COTTON.....	Physique générale.
	J. DRACH.....	Application de l'analyse à la géométrie
	CHARLES FABRY...	Physique.
	CHARLES PÉREZ.....	Zoologie.
	LÉON BERTRAND...	Géolog. structurale et géolog. appliquée
	R. LESPIEAU.....	Théories chimiques.
	E. RABAUD.....	Biologie expérimentale.
	P. PORTIER.....	Physiologie comparée.
	E. BLAISE.....	Chimie organique.
	P.-A. DANGEARD..	Botanique.
	P. MONTEL.....	Mécanique rationnelle.
	P. WINTREBERT..	Anatomie et histologie comparées.
	O. DUBOSCQ.....	Biologie maritime.
	G. JULIA.....	Mathématiques générales.
A. JOB.....	Chimie générale.	
A. MAILHE.....	Etude des combustibles.	
L. LUTAUD.....	Géogr. physique et géol. dynamique	
EUGÈNE BLOCH.....	Physique théorique et phys. céleste.	
HENRI VILLAT.....	Mécanique des fluides et application	
CH. JACOB.....	Géologie.	
P. PASCAL.....	Chimie appliquée.	



J. HÉROUARD..	Zoologie.	E. DARMOIS.....	Physique.
E. PECHARD...	Chimie (Ens. P. C. N.)	G. BRUHAT.....	Physique.
V. AUGER.....	Chimie analytique.	H. MOUTON.....	Chimie physique.
M. GUICHARD...	Chimie minérale.	L. JOLEAUD.....	Paléontologie.
A. GUILLET.....	Physique.	M. JAVILLIER.....	Chimie biologique.
C. MAUGUIN....	Minéralogie.	A. DUFOUR.....	Physique (P. C. N.).
L. BLARINGHEM	Botanique	F. PICARD.....	Zoologie (Evolution des êtres organisés)
A. MICHEL-LÉVY	Pétrographie.	ROBERT-LÉVY	Zoologie.
A. DEREIMS.....	Géologie.	L. DUNOYER.....	Optique appliquée.
R. DONGIER.....	Physique du globe.	A. GUILLIERMOND.	Botanique (P.C.N.).
A. DENJOY.....	Calcul diff. et int.	A. DEBIERNE.....	Radioactivité.
H. BENARD.....	Physique (P.C.N.).		

Secrétaire..... DANIEL TOMBECK.

SUR LA DISTRIBUTION SPATIALE DU RAYONNEMENT GAMMA DU RADIUM DANS LES MILIEUX DISPERSIFS LÉGERS

Par MARC BRUZAU

INTRODUCTION

Nous nous proposons d'apporter une contribution au problème de la distribution spatiale du rayonnement γ du radium dans les milieux dispersifs. La solution de ce problème, intéressante du point de vue théorique, est d'une grande utilité pour les applications biologiques et thérapeutiques.

Le rayonnement γ primaire. — Dans le vide, la répartition autour d'un foyer punctiforme obéit à la loi de l'inverse du carré de la distance.

Dans un milieu matériel, à la divergence des rayons à partir de la source, s'ajoute, pour diminuer l'intensité, l'action des couches traversées qui retiennent une partie de l'énergie que transporte l'onde : on ne connaît pas de milieu transparent aux rayons X et aux rayons γ . Si E_0 représente l'énergie rayonnée par seconde par une source monochromatique, l'intensité I_{prim} du rayonnement pri-

maire à une distance R de la source, dans un milieu absorbant, est donnée par la relation :

$$I_{\text{prim}} = \frac{E_0}{4\pi R^2} e^{-\mu R} \quad (1).$$

Le rayonnement γ de diffusion. — L'action des couches traversées ne se manifeste pas uniquement par la transformation d'une partie du rayonnement γ primaire, en un rayonnement β secondaire, responsable de l'ionisation. Elle se manifeste aussi par la transformation en un rayonnement γ secondaire de diffusion. L'intensité du rayonnement total, à la distance R de la source, est donc :

$$I_{\text{total}} = \frac{E_0}{4\pi R^2} e^{-\mu R} + I_{\text{sec}}.$$

I_{sec} étant fonction de E_0 , de μ , de R et de la longueur d'onde du rayonnement γ primaire.

Les différents aspects de l'absorption. — 1° *Absorption de fluorescence.* — Elle est réglée par la loi des quanta : chaque acte individuel d'absorption se réduit essentiellement à la soustraction, par un atome, d'un quantum d'énergie $h\nu$ au rayonnement primaire et à l'émission consécutive d'un photoélectron, dont l'énergie cinétique initiale est égale à la différence entre la valeur du quantum primaire absorbé et le travail d'extraction du photoélectron. La réorganisation de l'atome excité s'accompagne soit de l'émission de raies de haute fréquence caractéristiques de l'élément (rayonnement de fluorescence), soit de l'expulsion d'électrons lents (rayons β tertiaires de Pierre Auger).

L'absorption de fluorescence d'un amas d'atomes, constituant un volume élémentaire de matière, est caractérisée

(1) μ = coefficient d'absorption totale du rayonnement dans le milieu où s'effectue la propagation.

par un coefficient τ qui, d'après Bragg et Pierce, est proportionnel à la densité ρ de l'élément absorbant, au cube de son numéro atomique N , au cube de la longueur d'onde λ , et qui subit des variations brusques pour chaque longueur d'onde correspondant à un niveau d'énergie de l'atome.

Richtmyer propose, pour l'absorption de rayons X de fréquence supérieure à celle de la discontinuité K de la matière, la formule :

$$\frac{\tau}{\rho} = 1,37 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{N^4}{A} \cdot \lambda^3 \cdot C. G. S. \quad (\lambda \text{ en } \text{\AA})$$

Absorption de dispersion. — 1° *Théorie de J. J. Thomson.* — Dès aux vibrations des électrons soumis à l'onde primaire, le rayonnement secondaire de diffusion a même longueur d'onde que le rayonnement primaire. Son intensité, symétrique par rapport à la direction de la propagation et à la normale à cette direction est donnée par la formule :

$$I_{\theta} = \frac{1}{2} I_0 [1 + \cos^2 \theta].$$

I_0 représentant l'intensité diffusée dans le sens de la propagation primaire.

L'énergie dispersée par un radiateur élémentaire est empruntée au rayonnement primaire et cet emprunt est caractérisé par un coefficient σ uniquement proportionnel à la densité ρ du radiateur :

$$\frac{\sigma}{\rho} = 0,402 \frac{N}{A} \text{ et comme } \frac{N}{A} = \frac{1}{2} \text{ sensiblement, } \frac{\sigma}{\rho} = 0,20.$$

Pour des rayons X de basse fréquence, l'expérience vérifie la théorie de J. J. Thomson. Il n'en est plus de même pour des rayons X durs ou des rayons γ : Crowther ⁽¹⁾ et Flo-

⁽¹⁾ CROWTHER. On the energy and distribution of scattered Röntgen Rays. *Proc. Roy. Soc.*, **85**, 1911, p. 29.

rance ⁽²⁾ montrèrent qu'alors la distribution de l'intensité du rayonnement diffusé n'était plus symétrique par rapport à la normale à la direction du rayonnement primaire, la direction avant étant privilégiée. Florance ⁽³⁾ montra de plus que le rayonnement dispersé était d'autant plus absorbable que l'azimut de dispersion était plus grand.

D'autre part, l'expérience montre que l'absorption dans les éléments légers du rayonnement γ du radium est conditionnée par un coefficient global $\frac{\mu}{\rho}$ sensiblement égal à 0,05 c'est-à-dire quatre fois plus faible que le seul coefficient de dispersion $\frac{\sigma}{\rho}$ de J. J. Thomson.

Enfin, si la conception de J. J. Thomson est exacte, l'ionisation est uniquement due à l'absorption de fluorescence. Pour des rayons γ durs du Radium de longueur d'onde équivalente à 16 U. X., l'absorption de fluorescence de l'aluminium est sensiblement 1000 fois plus faible que l'absorption de dispersion : il y a très peu de photoélectrons émis ; ils ne sauraient donc produire une ionisation appréciable.

2° *L'effet Compton*. — Compton ⁽⁴⁾ envisage, entre un quantum de radiation et un électron qu'il suppose libre, la possibilité d'un choc avec conservation de l'énergie cinétique et de la quantité de mouvement. L'électron, après absorption du quantum primaire $h\nu_0$ diffuse suivant un azimut θ un quantum secondaire $h\nu_\theta$ de valeur inférieure à $h\nu_0$ et conserve, sous forme d'énergie cinétique, la différence entre les deux quanta ; par suite il est projeté suivant un azimut φ . θ et φ sont liés l'un à l'autre par l'équation :

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{1}{[1 + \alpha] \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}} .$$

⁽²⁾ FLORANCE. Primary and secondary γ Rays. *Phil. Mag.*, **20**, 1910, p. 921.

⁽³⁾ FLORANCE. *Loc. cit.*

⁽⁴⁾ COMPTON (A. H.). A quantum theory of scattering of X-Rays by light elements. *Phys. Rev.*, **21**, mai 1923.

La diffusion s'accompagne donc d'une diminution de la fréquence, c'est-à-dire d'une augmentation de la longueur d'onde. Cette augmentation variable avec l'azimut est déterminée par la formule :

$$\lambda_{\theta} - \lambda_0 = 0,0484 \sin^2 \frac{\theta}{2}.$$

λ_{θ} et λ_0 étant évalués en $\text{\AA}$.

Le quantum diffusé suivant l'azimut θ est défini en fonction du quantum primaire par la relation :

$$h\nu_{\theta} = \frac{h\nu_0}{1 + 2\alpha \sin^2 \frac{\theta}{2}}$$

la relation $\operatorname{tg} \varphi = \frac{1}{[1 + \alpha] \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}}$ montre que, tandis que θ

peut varier de 0° à 180° , φ ne peut varier que de 0° à 90° : en d'autres termes, il n'y a pas d'émission β arrière, résultat que certains expérimentateurs, entre autres, Bragg et Madsen ⁽¹⁾ avaient depuis longtemps mis en évidence.

La vitesse de l'électron de choc varie avec l'azimut d'émission. En adoptant, comme unité de vitesse, la vitesse de la lumière, la relation entre l'azimut φ d'émission et la vitesse β de l'électron est :

$$\beta_{\varphi} = \frac{2\alpha[1 + \alpha]}{\cos \varphi [1 + 2\alpha(1 + \alpha) + (1 + \alpha)^2 \operatorname{tg}^2 \varphi]}.$$

Quand φ varie de 0 à 90° , β_{φ} varie de :

$$\beta_{\max} = \frac{2\alpha(1 + \alpha)}{1 + 2\alpha + 2\alpha^2} \text{ à } 0.$$

Les électrons longitudinaux sont les plus rapides, les électrons rectangulaires les plus lents ($\beta = 0$).

⁽¹⁾ BRAGG and MADSEN. An experimental investigation of the nature of γ -Rays. *Phil. Mag.*, **15**, 1908, p. 919.

L'énergie cinétique de l'électron subit, en fonction de φ , une variation analogue, mais non pas proportionnelle à celle de la vitesse, la variation de la masse avec la vitesse introduisant une disproportion.

La relation entre W et φ est la suivante :

$$W_{\varphi} = mc^2 \frac{2\alpha^2}{1 + 2\alpha + (1 + \alpha)^2 \operatorname{tg}^2 \varphi}.$$

Pour $\varphi = 0$, W est maximum $\left[W_{\max} = mc^2 \frac{2\alpha^2}{1 + 2\alpha} \right]$; pour $\varphi = 90^\circ$, W est nul.

Telles sont les caractéristiques du phénomène élémentaire de la diffusion suivant Compton.

Les caractéristiques du phénomène d'ensemble sont les suivantes :

L'énergie diffusée dans tout l'espace par un radiateur élémentaire s'évalue par l'intégrale définie :

$$E_{\text{diff}} = \int_0^\pi P_\theta \cdot h\nu_\theta \, d\theta.$$

P_θ représente la proportion de quanta, de valeur individuelle $h\nu_\theta$, diffusés entre les deux cônes d'angles au sommet 2θ et $2(\theta + d\theta)$:

$$P_\theta = \frac{3}{8} (1 + 2\alpha) \sin \theta \frac{(1 + 2\alpha + 2\alpha^2)(1 + \cos^2 \theta) - 4\alpha(1 + \alpha) \cos \theta}{(1 + \alpha - \alpha \cos \theta)^3}$$

La quantité d'énergie qui traverse par seconde un centimètre carré d'une surface normale au rayonnement, diffusé suivant l'angle θ , est appelée l'intensité du rayonnement diffusé.

Elle est donnée par la relation :

$$I_\theta = \frac{1}{2} I_0 \frac{1 + \cos^2 \theta + 2\alpha(1 + \alpha)(1 - \cos \theta)^2}{[1 + \alpha(1 - \cos \theta)]^3}.$$

L'énergie cinétique totale, liée aux électrons émis par

un radiateur élémentaire s'évalue par l'intégrale définie :

$$E_{\text{cin}} = \int_0^{\pi} P_{\varphi} \cdot W_{\varphi} \cdot d\varphi.$$

P_{φ} représente la proportion d'électrons, d'énergie individuelle W_{φ} émis entre les deux cônes d'angles au sommet 2φ et $2(\varphi + d\varphi)$.

P_{φ} s'obtient par la relation : $P_{\varphi} \cdot d\varphi = P_0 \cdot d\theta$:

$$P_{\varphi} = 3 \frac{(1 + \alpha)^2(1 + 2\alpha)}{\cos^2 \varphi} \cdot \text{tg} \varphi \cdot \frac{[1 + \alpha]^4 \text{tg}^4 \varphi + (1 + 4\alpha + 4\alpha^2)}{[1 + 2\alpha + (1 + \alpha)^2 \text{tg}^2 \varphi]^4}.$$

Les deux énergies E_{diff} et E_{cin} sont empruntées à l'onde incidente et ces emprunts sont caractérisés par deux coefficients différents. E_{diff} est caractérisée par le coefficient d'absorption apparente :

$$\frac{\sigma_s}{\rho} = \frac{\sigma_0}{\rho} \frac{1 + \alpha}{(1 + 2\alpha)^2}$$

et E_{cin} par le coefficient d'absorption vraie :

$$\frac{\sigma_a}{\rho} = \frac{\sigma_0}{\rho} \frac{\alpha}{(1 + 2\alpha)^2}.$$

Le coefficient total d'absorption de dispersion est alors :

$$\frac{\sigma}{\rho} = \frac{\sigma_a + \sigma_s}{\rho} = \frac{\sigma_0}{\rho} \frac{1}{1 + 2\alpha}.$$

$\frac{\sigma_0}{\rho}$ est le coefficient de J. J. Thomson et α la quantité $\frac{0,024^2}{\lambda_0}$

λ_0 étant la longueur d'onde primaire évaluée en Å.

L'expérience a vérifié l'exactitude des lois de variation de la longueur d'onde et de l'intensité diffusées en fonction de l'azimut, l'exactitude du coefficient d'absorption totale

de dispersion et elle a mis en évidence l'existence des électrons de choc (Fish-tracks de C. T. R. Wilson).

Remarques. — 1) Les électrons atomiques sont soumis à des liaisons, d'autant plus rigides que le niveau est plus profond et l'atome plus lourd. L'azimut φ d'émission de l'électron de choc qui, théoriquement, devrait varier de 0 à 90° , ne variera en réalité que de 0 à φ_1 . L'ouverture angulaire $\varphi_1 - 90^\circ$ constitue une zone prohibée car l'électron qui devrait être projeté dans cette zone recevrait du rayonnement primaire une énergie cinétique inférieure à son travail d'extraction. Il ne diffusera donc pas suivant la théorie de Compton, mais fort probablement suivant celle de J. J. Thomson. Pour un rayonnement de qualité donnée, l'étendue de la zone prohibée est d'autant plus grande que le niveau est plus profond et, pour un niveau donné, que l'atome est plus lourd. Expérimentalement on constate l'existence du rayonnement diffusé sans changement de longueur d'onde à côté du rayonnement diffusé avec changement et le rapport des intensités du premier et du deuxième rayonnements est d'autant plus grand que le rayonnement est moins dur et le radiateur plus lourd.

2) La théorie de Compton explique l'ionisation sensible des gaz par les rayons γ . Dans le cas de l'aluminium et des rayons γ du radium C ($\lambda_{\text{eff.}} = 16$ U. X.) l'absorption de fluorescence est négligeable devant l'absorption de dispersion. L'absorption vraie de dispersion représente 38 % de l'absorption totale et l'absorption apparente 62 %.

Le parcours des électrons dans la matière. — Malgré des essais théoriques et des recherches expérimentales de J. J. Thomson, Whiddington, W. Wilson et Bohr, la loi exacte du ralentissement des électrons dans leur passage à travers la matière n'est pas encore connue. Les parcours sont mieux connus. La trajectoire d'un électron, dans un

milieu matériel, n'étant pas rectiligne, le parcours peut uniquement être exprimé par l'épaisseur de matière qu'il faut interposer sur le trajet d'un mince pinceau de rayons β homogènes pour réduire à zéro l'effet produit sur un récepteur. Des mesures récentes sur les parcours ont été faites par Schonland ⁽¹⁾ qui utilisa des particules cathodiques de β compris entre 0,198 et 0,524 et par Varder ⁽²⁾ qui utilisa des électrons de β compris entre 0,752 et 0,99. Le domaine qui s'étend de $\beta = 0,524$ à $\beta = 0,752$ n'a pas été exploré, mais les points expérimentaux de Schonland et ceux de Varder se placent très bien sur une même courbe, ce qui permet l'interpolation pour le domaine de vitesses non exploré. Schonland et Varder opérèrent sur l'Aluminium.

Les résultats sont consignés dans le tableau suivant :

β	R (parcours en $\frac{\text{gr.}}{\text{cm}^2}$)
0,10	$5,00.10^{-5}$
0,15	$1,30.10^{-4}$
0,20	$2,70.10^{-4}$
0,25	$5,60.10^{-4}$
0,30	$1,18.10^{-3}$
0,35	$2,46.10^{-3}$
0,40	$4,10.10^{-3}$
0,45	$6,00.10^{-3}$
0,50	$8,66.10^{-3}$
0,55	$1,42.10^{-2}$
0,60	$2,15.10^{-2}$
0,65	$3,12.10^{-2}$
0,70	$4,50.10^{-2}$
0,75	$6,50.10^{-2}$
0,80	$10,00.10^{-2}$
0,85	$1,45.10^{-1}$
0,90	$2,37.10^{-1}$
0,95	$4,50.10^{-1}$

⁽¹⁾ SCHONLAND. The passage of the cathode Rays through matter. *Proc. Roy. Soc.*, p. 108, 1925.

⁽²⁾ VARDER. The absorption of homogeneous β -rays. *Phil. Mag.*, 1915, 1.

Nous avons recherché la forme analytique de la relation entre le parcours R d'un électron et son potentiel d'excitation U_0 .

Pour des électrons de β compris entre 0,20 et 0,40 la forme analytique $U_0^{\frac{3}{2}} = aR$ est assez convenable. Pour ces électrons de faible vitesse V_0 , cette relation s'écrit encore $V_0^4 = KR$. C'est la relation théorique de J. J. Thomson dont Whiddington ⁽¹⁾ avait vérifié la validité dans le domaine de vitesses. $\beta = 0,177 - \beta = 0,285$.

Pour des électrons de β supérieur à 0,40, la forme analytique $U_0^{\frac{3}{2}} = a.R$ est satisfaisante ; a est sensiblement constant et égal en moyenne à $2,26 \cdot 10^{+9}$ (U_0 exprimé en volts et R en $\frac{\text{gr.}}{\text{cm}^2}$) les valeurs extrêmes de a étant $2 \cdot 10^{+9}$ et $2,57 \cdot 10^{+9}$.

Cette relation n'est qu'un cas particulier (le cas limite) de la relation $U_0^{\frac{3}{2}} - U^{\frac{3}{2}} = a.x$ qui avait peut-être paru convenable à Wilson ⁽²⁾ pour l'expression du ralentissement.

Le parcours exprimé en masse superficielle étant le même pour tous les éléments, les résultats de Schonland et de Varder sont d'une application générale.

⁽¹⁾ WHIDDINGTON (R.). The transmission of the cathode rays through matter. *Proc. Roy. Soc.*, A **86**, p. 360, 1912.

⁽²⁾ WILSON (W.). The decrease of velocity of β -particles on passing through matter. *Proc. Roy. Soc.*, A **84**, p. 141, 1911.

CHAPITRE PREMIER

La qualité du rayonnement γ primaire.

Analyse de Thibaud. — Jean Thibaud ⁽¹⁾ a analysé le rayonnement γ du radium par la méthode du spectre magnétique des photoélectrons excités dans les métaux lourds. Les transformations des quanta ondulatoires en photoélectrons s'effectuent de préférence sur le niveau K. L'analyse qualitative donna un spectre de raies. Par photométrie, Thibaud a aussi essayé de faire l'analyse quantitative, c'est-à-dire d'évaluer les intensités relatives des différentes raies. Il a montré ⁽²⁾ que, seuls étaient photographiquement efficaces les électrons superficiels peu ralentis et que, par suite, l'impression photographique se limitait à une bande, assez large d'ailleurs. L'opacité de ces bandes mesure ce que Thibaud appelle l'intensité des raies β et il admet que l'intensité d'une raie β est proportionnelle à celle du rayonnement monochromatique exciteur.

La photométrie d'un cliché obtenu avec les photoélectrons K du plomb conduit aux résultats consignés dans la colonne 2 du tableau de la page 14.

On peut calculer le coefficient moyen d'absorption de ce rayonnement complexe dans une mince feuille d'un élé-

⁽¹⁾ THIBAUD (Jean). La spectrographie des rayons γ -spectres β -secondaires et diffraction cristalline. *Thèse de doctorat*, Paris, 1925.

⁽²⁾ THIBAUD (Jean). Les spectres secondaires de rayons γ : sur l'origine du fond continu et la variation d'intensité relative des raies. *Journ. de Physique*, oct. 1925.

ment. Si le numéro atomique de l'élément est faible, l'absorption de fluorescence sera négligeable devant l'absorption de dispersion et le coefficient d'absorption sera donné par la relation de Compton :

$$\frac{\sigma}{\rho} = 0,402 \cdot \frac{N}{A} \cdot \frac{1}{1 + 2\alpha}.$$

En désignant par $I_1, I_2, I_3 \dots I_n$ les intensités des raies de longueurs d'onde $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3 \dots \lambda_n$, le coefficient moyen d'absorption sera déterminé par la relation :

$$\left(\frac{\sigma}{\rho}\right)_{\text{moyen}} (I_1 + I_2 + I_3 + \dots \dots I_n) = \left[\frac{\sigma}{\rho}\right]_1 \cdot I_1 \\ + \left(\frac{\sigma}{\rho}\right)_2 \cdot I_2 + \left(\frac{\sigma}{\rho}\right)_3 \cdot I_3 + \dots \dots \left(\frac{\sigma}{\rho}\right)_n \cdot I_n.$$

On trouve ainsi que le coefficient moyen d'absorption dans une mince feuille d'aluminium, du rayonnement complexe, déterminé par l'analyse de Thibaud, est égal à 0,0652. Il est notablement plus élevé que celui que l'on peut mesurer. La répartition de Thibaud prévoit donc une trop grande concentration d'énergie vers les grandes longueurs d'onde.

Correction de Kohlrausch ⁽¹⁾. — Kohlrausch a fait remarquer que le coefficient de proportionnalité entre l'intensité de la raie β excitée et l'intensité de la raie γ excitatrice ne doit pas être constant, mais doit diminuer avec la longueur d'onde. Si les relations de Bragg et Pierce s'appliquent au rayonnement γ , ce coefficient varie comme le cube de la longueur d'onde. L'intensité de la raie γ excitatrice sera alors proportionnelle au quotient par λ^3 de l'intensité de la raie β excitée. En effectuant cette correction on obtient les chiffres de la colonne 3 du tableau de la page 14.

⁽¹⁾ KOHLRAUSCH. Problem der γ -Strahlung.

Si on calcule le coefficient moyen d'absorption dans une mince lame d'aluminium, on le trouve égal à 0,0295. Il est notablement plus faible que celui que l'on peut mesurer. La répartition de Kohlrausch prévoit donc une concentration trop grande d'énergie vers les courtes longueurs d'onde.

Correction supplémentaire. — Ce résultat est normal. Considérons en effet un radiateur de surface s et d'épaisseur d . Supposons-le frappé par un rayonnement monochromatique d'intensité I_1 . L'énergie totale absorbée par fluorescence et convertie en énergie cinétique liée à des photoélectrons est $W_1 = \tau_1 \cdot I_1 \cdot s \cdot d$ si l'épaisseur est faible

Pour un deuxième rayonnement monochromatique de fréquence différente et d'intensité I_2 on peut écrire :

$$W_2 = \tau_2 \cdot I_2 \cdot s \cdot d$$

et par suite :

$$\frac{W_2}{W_1} = \frac{\tau_2 \cdot I_2}{\tau_1 \cdot I_1} = \frac{\lambda_2^3 \cdot I_2}{\lambda_1^3 \cdot I_1},$$

c'est la relation utilisée par Kohlrausch.

Mais les expériences de Thibaud montrent que l'impresion photographique d'une bande n'est due qu'à une fraction de l'énergie transformée dans le radiateur : seuls sont photographiquement efficaces, les électrons superficiels, c'est-à-dire ceux qui proviennent d'une profondeur très faible. On peut appeler cette profondeur l'épaisseur utile. Elle est notablement plus petite que l'épaisseur réelle. Par ailleurs, des expériences relatives au ralentissement des électrons dans la matière permettent de penser que cette épaisseur utile croît avec la vitesse des photoélectrons K . Elle varie dans le même sens que le parcours et, en première approximation, on peut même admettre qu'elle lui est proportionnelle. Par conséquent l'épaisseur utile e_1 relative aux photoélectrons K excités par la raie de $\lambda = 6,95$ U. X. est

plus grande que l'épaisseur e_2 relative aux photoélectrons K excités par la raie de $\lambda = 51,30$ U. X.

Au lieu d'écrire comme Kohlrausch :

$$\frac{W_2}{W_1} = \frac{\lambda_2^3 I_2}{\lambda_1^3 I_1}.$$

nous pensons qu'il est plus logique d'écrire :

$$\frac{W'_2}{W'_1} = \frac{\lambda_2^3 I_2 e_2}{\lambda_1^3 I_1 e_1}.$$

e_1 et e_2 étant les épaisseurs utiles correspondant aux longueurs d'onde λ_1 et λ_2 et W'_1 et W'_2 les intensités des raies β données par Thibaud.

En admettant que les épaisseurs utiles sont proportionnelles aux parcours R, cette relation devient :

$$\frac{W'_2}{W'_1} = \frac{\lambda_2^3 I_2 R_2}{\lambda_1^3 I_1 R_1}.$$

Nous avons calculé, pour chaque raie γ excitatrice, l'énergie cinétique et par suite la vitesse du photoélectron K excité dans le plomb. Les chiffres de Schonland et de Varder donnent son parcours. Nous avons obtenu les résultats de la colonne 4 du tableau suivant :

Longueur d'onde en U. X.	Intensité (d'après Thibaud)	Intensité (d'après Kohlrausch)	Intensité (d'après nous)
51,30	15	1,09	43
42,10	20	2,67	67,50
35,10	30	7	123
29	15	6,15	70,40
26,60	2	1,06	10,40
23,40	7	5,47	46,60
20,24	30	36,20	243
16	10	24,20	112
13,20	5	21,80	74
10,94	13	98,50	280
9,92	7	72,20	179
6,95	7	209	339

Le coefficient moyen d'absorption dans une mince feuille d'aluminium, calculé à partir de cette nouvelle distribution, est :

$$\left(\frac{\sigma}{\rho}\right)_{\text{moy}} = 0,0465.$$

Après filtration du rayonnement γ par 1/2 mm. de platine, le coefficient expérimental d'absorption dans l'aluminium obtenu par nous est :

$$\frac{\sigma}{\rho} = 0,0456.$$

Après filtration par 3 mm. de plomb le coefficient expérimental d'absorption dans l'aluminium obtenu par Rutherford est :

$$\frac{\sigma}{\rho} = 0,0445.$$

L'accord est excellent.

Le coefficient d'absorption d'une mince couche d'eau peut se calculer par la relation additive :

$$18 \left[\frac{\sigma}{\rho} \right]_{\text{H}_2\text{O}} = 16 \left[\frac{\sigma}{\rho} \right]_{\text{O}} + 2 \left[\frac{\sigma}{\rho} \right]_{\text{H}}$$

par ailleurs :

$$\left[\frac{\sigma}{\rho} \right]_{\text{O}} = 0,20 \frac{1}{1 + 2\alpha} \quad \text{et} \quad \left[\frac{\sigma}{\rho} \right]_{\text{H}} = 0,402 \frac{1}{1 + 2\alpha}.$$

On obtient ainsi :

$$\left[\frac{\sigma}{\rho} \right]_{\text{moy H}_2\text{O}} = 0,0541.$$

Après filtration par 0,5 mm. de platine nous avons expérimentalement obtenu :

$$\frac{\sigma}{\rho} = 0,055,$$

et Rutherford après filtration par 3 mm. de plomb :

$$\frac{\sigma}{\rho} = 0,0558.$$

Le coefficient expérimental d'absorption dans les éléments légers coïncide donc sensiblement avec celui que l'on peut calculer à partir de la distribution de Thibaud doublement corrigée :

Mais cet accord ne subsiste pas pour les éléments lourds.

Le coefficient d'absorption d'un rayonnement monochromatique dans un élément lourd s'obtient par la relation :

$$\frac{\mu}{\rho} = 0,402 \frac{N}{A} \frac{1}{1 + 2x} + 1,37 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{N^2}{A} \cdot \lambda^3,$$

et celui d'un rayonnement complexe par la relation :

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\text{moy}} (I_1 + I_2 + I_3 + \dots I_n) = \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_1 I_1 + \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_2 I_2 + \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_3 I_3 + \dots \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_n I_n.$$

Le calcul donne pour le coefficient d'absorption dans une mince feuille d'étain la valeur :

$$\frac{\mu}{\rho} = 0,0526.$$

L'expérience fournit pour le coefficient d'absorption dans un mince écran d'étain (quelques centièmes de millimètre d'épaisseur) du rayonnement γ du radium filtré sur un demi-millimètre de platine, la valeur :

$$\frac{\mu}{\rho} = 0,066.$$

Dans le cas du plomb, on obtient les nombres :

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\text{moy calc}} = 0,078 \qquad \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\text{exp}} = 0,153.$$

L'écart entre les valeurs calculée et mesurée augmente avec le numéro atomique de l'écran. La raison doit en être cherchée, non pas dans l'inexactitude de la distribution spectrale, mais dans l'application illégitime des formules de Compton à l'absorption de dispersion des éléments lourds. Pour ces éléments, en effet, l'étendue de la zone interdite aux électrons profonds doit être telle que la majeure partie de ces électrons doivent diffuser sans changement de longueur d'onde. Le coefficient d'absorption de dispersion de ces éléments doit donc être compris entre la valeur $\frac{\sigma_0}{\rho} \frac{1}{1 + 2\alpha}$ de Compton et la valeur $\frac{\sigma_0}{\rho}$ de J. J. Thomson. Au contraire, tous les électrons d'un élément léger, comme l'aluminium, doivent sensiblement fonctionner comme des électrons libres.

La concordance entre les valeurs théorique et expérimentale des coefficients d'absorption des éléments légers, autorise à penser qu'après les deux corrections indiquées, la répartition spectrale de Thibaud est correcte.

Nous avons donc songé à l'utiliser, mais cela ne nous a pas été possible et nous nous sommes vus dans la nécessité de définir, pour le rayonnement primaire, une « qualité moyenne ». Cette nécessité provient du caractère particulier du rayonnement γ secondaire de diffusion qui se compose non pas d'une série de raies comme le rayonnement γ primaire, mais d'une série de bandes diffusées de largeur constante et égale à 48,40 U. X., ainsi que l'a montré M^{me} Curie ⁽¹⁾. Ces bandes se recouvrent partiellement les unes les autres si bien que l'ensemble du rayonnement γ diffusé se présente sous l'aspect d'un fond continu très étendu. Nous verrons ultérieurement que l'analyse spectrale de ce rayonnement est impossible et qu'il faut se contenter

(1) M^{me} P. CURIE. Sur l'application de la théorie de Compton au rayonnement β et γ des corps radioactifs. *Journ. de Physique*, avril 1926.

d'estimer sa « qualité moyenne ». La même opération s'impose donc pour le rayonnement γ primaire afin de pouvoir comparer entre eux ces deux rayonnements.

Qualité moyenne d'un rayonnement complexe. — Deux méthodes ont été utilisées pour l'estimation de la qualité moyenne : la méthode d'absorption unique et la méthode des absorptions comparées.

1° *Méthode d'absorption unique.* — Un rayonnement *monochromatique* est absorbé suivant une loi exponentielle caractérisée par un coefficient μ . Pour un élément donné, ce coefficient est uniquement fonction de la longueur d'onde. Dans le cas le plus général $\frac{\mu}{\rho}$ est donné par la relation :

$$\frac{\mu}{\rho} = 0,402 \frac{N}{A} \frac{1}{1 + 2x} + 1,37 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{N^{\frac{1}{2}}}{A} \lambda^3 : \text{C. G. S.} \quad (1)$$

si λ est évalué en Å.

L'absorption d'un rayonnement *complexe* peut s'effectuer de deux façons.

Si le rayonnement complexe est « dur » et l'écran léger, l'absorption de fluorescence sera négligeable devant l'absorption de dispersion. Le coefficient de dispersion variant peu avec la longueur d'onde, les intensités respectives des divers rayonnements monochromatiques constituant le faisceau complexe, seront peu ou pas modifiées par la traversée des épaisseurs successives de l'écran. L'absorption se fera très sensiblement suivant une exponentielle caractérisée par le coefficient σ de dispersion. On aura :

$$\sigma = \frac{LE_0 - LE_x}{X}.$$

(1) En réalité, cette formule n'est pas absolument correcte, car elle suppose que l'absorption de dispersion s'effectue uniquement par effet Compton, alors que pour les éléments lourds, elle s'effectue en partie par effet Compton et en partie par l'effet Thomson.

A ce coefficient σ correspond une longueur d'onde par la relation :

$$\frac{\sigma}{\rho} = 0,402 \frac{N}{A} \frac{1}{1 + 2\alpha} \quad \text{où} \quad \alpha = -\frac{0,0242}{\lambda_0}.$$

Cette longueur d'onde est celle d'un rayonnement monochromatique qui serait absorbé par l'élément au même taux que le rayonnement complexe : c'est sa longueur d'onde effective.

Si le spectre complexe se situe près de la discontinuité K de l'écran, l'absorption de fluorescence sera prépondérante. Son coefficient variant comme le cube de la longueur d'onde, les intensités respectives des différentes raies seront très modifiées par la traversée des épaisseurs successives de l'écran, l'intensité d'une raie de faible fréquence étant beaucoup plus réduite que celle d'une raie de grande fréquence. L'absorption ne sera pas exponentielle et ne pourra pas être caractérisée par un coefficient μ unique : μ décroîtra quand augmentera l'épaisseur traversée. La longueur d'onde effective du rayonnement transmis diminuera donc quand augmentera l'épaisseur de l'écran. En pratique, on relève la courbe d'absorption du rayonnement complexe dans l'élément lourd choisi. Puis à chaque épaisseur X on fait correspondre un coefficient μ par la relation :

$$\mu_x = \left| \frac{1}{I_x} \cdot \frac{\Delta I}{\Delta x} \right|.$$

On a ainsi la relation : $\mu_x = f(x)$ qui permet à l'aide de la relation de passage $\mu_\lambda = f'(\lambda)$ d'obtenir la relation définitive :

$$\lambda_{\text{eff}} = \varphi(x).$$

Application du rayonnement γ primaire. — (Rayonnement γ du radium filtré sur 0,50 mm. de platine).

Le coefficient μ' mesuré serait :

$$\mu' = \frac{LE_0 - L(E_x + e)}{x}.$$

Il serait évidemment inférieur à μ coefficient vrai. e est d'autant plus petit que la chambre est plus éloignée de l'écran.

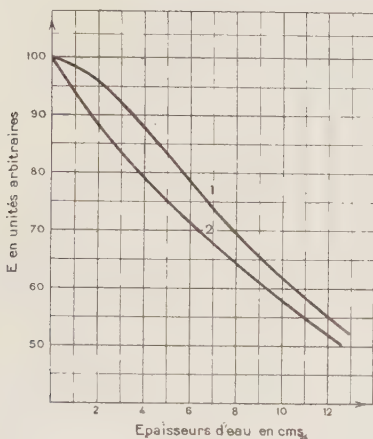


Fig. 2.

Nous avons fait une expérience préliminaire avec de l'eau pour déterminer l'éloignement optimum. Dans le premier cas, le récipient reposait sur la chambre : on a obtenu la courbe 1 de la figure 2. Dans le second cas, la distance était de 26 cm., ce qui a donné la courbe 2. A partir de 26 cm., la déformation de la courbe par la diffusion disparaît et l'absorption est exponentielle.

Dans toutes les expériences d'absorption, la distance entre la face de sortie de l'écran et l'entrée de l'électroscope a été de 33 cm. Mais, quelle que soit la distance, une fraction de l'énergie diffusée atteint toujours la chambre. Il

importe donc de se rendre compte de l'erreur correspondante.

Sur la figure 1, l'élément absorbant est de l'eau placée dans un récipient en verre. Supposons d'abord qu'il n'en contienne qu'une mince couche d'épaisseur X . L'absorption de cette couche est : $W = \mu \cdot E_0 \cdot X$.

L'énergie reçue par la chambre est donc :

$$E_0 - \mu \cdot E_0 \cdot X + e.$$

Pour un rayonnement de 16 U. X. de longueur d'onde ⁽¹⁾, l'énergie diffusée W' représente 62 % de l'énergie absorbée W :

$$W' = 0,62 \cdot \mu \cdot E_0 \cdot X.$$

La dispersion de cette énergie dans l'espace est indiquée par la figure 3. L'énergie diffusée e qui atteint l'électroscope est la fraction de W' dispersée dans le cône de demi-angle au sommet θ . $\theta = 9^\circ 30'$. Elle est représentée par l'aire de la partie hachurée. Le rapport de cette aire à celle limitée par la courbe et l'axe des θ est égal à $5 \cdot 10^{-2}$ (intégrations par pesées).

Donc :

$$e = 5 \cdot 10^{-2} \cdot 0,62 \cdot \mu \cdot E_0 \cdot X = 3 \cdot 10 \cdot 10^{-2} \cdot \mu \cdot E_0 \cdot X.$$

L'énergie reçue par l'électroscope est :

$$E_0 - \mu E_0 X + 3,10 \cdot 10^{-2} \cdot \mu E_0 X = E_0 [1 - 0,969 \cdot \mu \cdot X].$$

Le coefficient expérimental μ' est donc : $\mu' = 0,969 \cdot \mu$. L'erreur relative est de 3 %.

Nous avons envisagé le cas le plus défavorable. Si le niveau de l'eau dans le récipient est MN et si on considère

(¹) L'absorption dans l'eau s'effectue, en effet, comme si le rayonnement primaire était un rayonnement monochromatique de 16 U. X. de longueur d'onde.

la mince couche d'eau superficielle (partie hachurée), l'énergie e diffusée vers l'électroscope est plus faible que dans le cas précédent puisque l'angle θ est plus petit. D'autre part, cette énergie e subit une absorption dans les couches

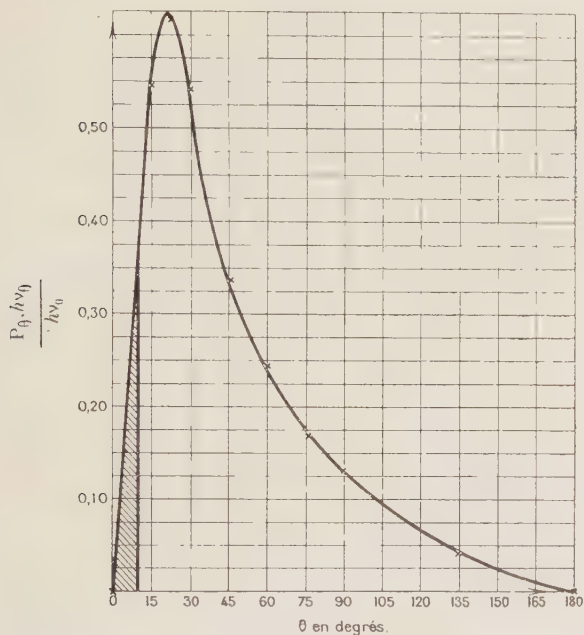


Fig. 3.

d'eau suivantes. Par conséquent dans le cas d'un écran d'épaisseur notable, l'énergie diffusée vers l'électroscope est inférieure à 3 % de l'énergie retenue par l'écran, et l'erreur commise dans l'estimation du coefficient d'absorption est négligeable.

Nous avons mesuré l'absorption du rayonnement γ dans cinq substances légères : l'eau, la glycérine, la benzine, la

pâte Columbia ⁽¹⁾ et l'aluminium. Elle était exponentielle. Les coefficients obtenus sont consignés dans le tableau suivant :

Nature de l'absorbant	Densité ρ	μ	$\frac{\mu}{\rho}$
Eau	1,00	0,055	0,055
Benzine	0,89	0,052	0,0585
Glycérine	1,26	0,067	0,0531
Pâte Columbia.	0,94	0,051	0,054
Aluminium.	2,65	0,121	0,0456

Rutherford ⁽²⁾ donne, pour les coefficients d'absorption par l'eau, l'aluminium, le gaz carbonique et le bois, des rayons γ du radium filtrés par 3 mm. de plomb, les chiffres suivants :

Eau	= 0,0558
Bois	= 0,0521
Gaz carbonique ...	= 0,051
Aluminium	= 0,0445

L'accord est satisfaisant.

A ces coefficients d'absorption, on peut faire correspondre des longueurs d'onde en utilisant pour l'aluminium la relation de Compton et pour l'eau, la glycérine et la benzine dont la composition chimique est exactement connue, la relation élémentaire de Compton et la relation additive :

$$\frac{\sigma}{\rho} \sum_1^n M_1 = M_1 \frac{\sigma_1}{\rho_1} + M_2 \frac{\sigma_2}{\rho_2} + M_3 \frac{\sigma_3}{\rho_3} + \dots M_n \frac{\sigma_n}{\rho_n}.$$

⁽¹⁾ La pâte Columbia est un mélange de cire, de paraffine et de sciure de bois, qu'on utilise en curiethérapie, pour la confection des moulages locaux.

⁽²⁾ RUTHERFORD. Radioactive substances and their radiations, p. 266.

On obtient les longueurs d'ondes effectives suivantes :

Eau	16 U. X.
Glycérine	15 —
Benzine	18 —
Aluminium	15 —

Nous avons aussi relevé les courbes d'absorption dans l'étain et le plomb du rayonnement γ du radium filtré sur 0,5 mm. de platine. On en déduit les variations des coefficients d'absorption avec les épaisseurs traversées. Les cour-

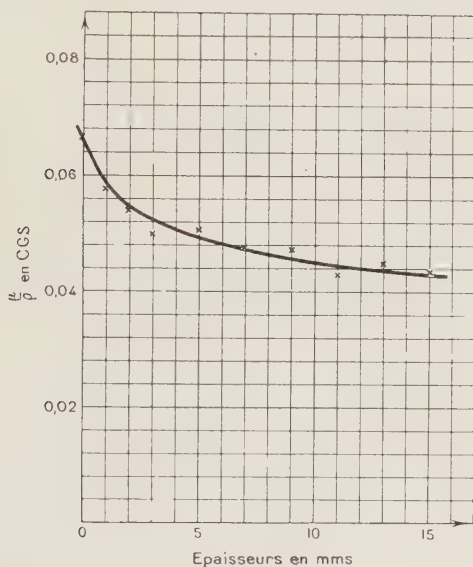


Fig. 4.

bes des figures 4 et 5 montrent les résultats : Le coefficient d'absorption du rayonnement restant diminue quand augmente l'épaisseur de l'écran.

Les variations correspondantes des longueurs d'onde effectives sont consignées dans le tableau suivant :

<i>Etain</i>	λ
Epaisseur en mm.	en U. X.
—	—
0	23,30
1	17,30
2	16,80
3	16,20
4	15,80
6	15,25
8	14,90
10	14,70
12	14,50
14	14,30

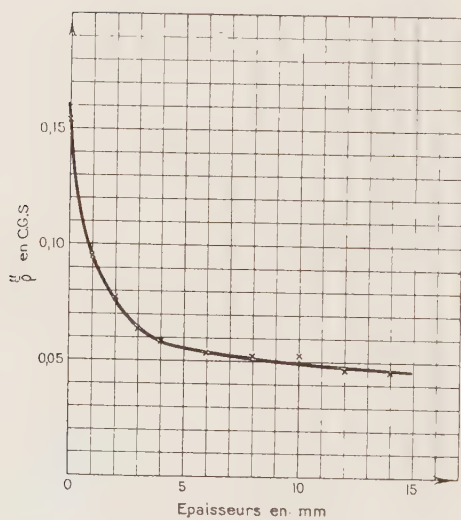


Fig. 5.

<i>Plomb</i>	λ
Epaisseur en mm.	en U. X.
—	—
0	31
1	24
2	20,20
3	18,30
4	16,50
6	15,70
8	15,30
10	14,60
12	14

De ces mesures d'absorption se dégagent les conclusions suivantes :

Dans les éléments légers, se produit uniquement l'absorption de dispersion. Par suite les valeurs de $\frac{\sigma}{\rho}$ et celles de la longueur d'onde effective sont indépendantes de l'épaisseur de l'écran.

Les électrons sont uniquement des électrons de choc.

Pour les métaux lourds, une distinction s'impose.

Dans les faibles épaisseurs se produit surtout l'absorption de fluorescence des composantes de grandes longueurs d'onde. Par suite le coefficient $\frac{\mu}{\rho}$ d'absorption et la longueur d'onde effective sont d'abord assez élevés. Ils diminuent quand augmente l'épaisseur au fur et à mesure que sont éliminées les composantes molles. Dans les couches profondes se produit à peu près uniquement l'absorption de dispersion des composantes de courte longueur d'onde qui, seules, ont été transmises par les couches superficielles. Le coefficient d'absorption et la longueur d'onde effective tendent alors vers des valeurs constantes. Il est à remarquer que la longueur d'onde effective est alors inférieure à celle obtenue avec les éléments légers, ce qui est normal puisque le faisceau primaire complexe a été filtré par les couches superficielles. Enfin, dans les couches superficielles prédomineront les photoélectrons libérés par les composantes de grande longueur d'onde et dans les couches profondes les électrons de choc expulsés par les composantes de courte longueur d'onde.

2° *Méthode des absorptions comparées ou des deux lames d'égale transparence.* — Duane et Dauvillier ont proposé d'estimer la qualité moyenne d'un faisceau complexe de rayons X, en recherchant l'épaisseur d'un métal léger, comme l'aluminium, équivalente, du point de vue de l'absorption, à une épaisseur donnée d'un métal lourd. De la

connaissance de cette épaisseur d'aluminium se déduit une longueur d'onde effective.

Voici comment on peut théoriquement prévoir les résultats expérimentaux obtenus :

Soient un rayonnement X monochromatique d'intensité I_0 et deux épaisseurs e_1 et e_2 de deux métaux différents. Leurs coefficients d'absorption de ce rayonnement sont : μ_1 et μ_2 .

Les intensités après traversée de ces deux lames sont respectivement :

$$\begin{aligned} I_1 &= I_0 e^{-\mu_1 e_1} \\ I_2 &= I_0 e^{-\mu_2 e_2} \end{aligned}$$

Supposons que ces deux lames transmettent la même quantité de rayonnement :

$$I_1 = I_2$$

d'où :

$$e_1 = e_2 \frac{\mu_2}{\mu_1}.$$

En explicitant μ_1 et μ_2 on aboutit à la relation :

$$\frac{e_1}{e_2} = \frac{\rho_2}{\rho_1} \frac{K_2 \cdot N_2^3 \cdot \lambda^3 + 0,402 \cdot \frac{N_2}{A_2} \cdot \frac{\lambda}{\lambda + 0,0484}}{K_1 \cdot N_1^3 \cdot \lambda^3 + 0,402 \cdot \frac{N_1}{A_1} \cdot \frac{\lambda}{\lambda + 0,0484}}$$

avec :

$$K = 1,37 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{N}{A},$$

d'après Richtmyer.

$\frac{e_1}{e_2}$ est une fonction de λ . Une étude complète de cette fonction conduit aux résultats suivants :

1° Pour des rayons très durs, l'absorption des deux métaux se fera uniquement par diffusion, d'où :

$$\frac{e_1}{e_2} = \frac{\rho_2}{\rho_1} \cdot \frac{N_2}{N_1} \cdot \frac{A_1}{A_2}.$$

L'épaisseur e_1 du métal léger équivalente à l'épaisseur e_2 du métal lourd, est indépendante de la longueur d'onde ; soit e'_1 cette valeur.

2° Pour des rayons mous, l'absorption se fera uniquement par fluorescence, d'où :

$$\frac{e_1}{e_2} = \frac{\rho_2}{\rho_1} \cdot \frac{N_2^4}{N_1^4} \cdot \frac{A_1}{A_2}.$$

L'épaisseur e_1 du métal léger équivalente à l'épaisseur e_2 du métal lourd est indépendante de la longueur d'onde ; soit e''_1 cette valeur.

e''_1 et e'_1 sont liés par l'équation :

$$e''_1 = e'_1 \left(\frac{N_2}{N_1} \right)^3.$$

Dans le domaine qui sépare les rayons durs des rayons mous, l'épaisseur e_1 croîtra avec la longueur d'onde depuis e'_1 jusqu'à e''_1 .

Nous avons calculé la variation avec la longueur d'onde de l'épaisseur d'aluminium équivalente à 1 mm. de cuivre ; nous avons obtenu la courbe en traits pleins de la figure 6.

La courbe en pointillé est la courbe expérimentale de Duane ; elle ne se confond pas avec la courbe théorique mais elle présente bien la même allure ⁽¹⁾. Le système aluminium-cuivre permet donc l'estimation de la qualité

(1) L'épaisseur équivalente calculée est inférieure à l'épaisseur équivalente mesurée. Cette différence est sans doute due à l'application illégitime à l'absorption de dispersion du cuivre de la formule de Compton.

moyenne d'un spectre complexe de rayons X situé entre $0,05 \text{ \AA}$ et $0,50 \text{ \AA}$.

Dauvilliers compare l'absorption de l'aluminium à celle d'un filtre d'argent de un dixième de millimètre d'épaisseur.

Deux remarques s'imposent :

1° Cette méthode suppose que, dans toute l'étendue spec-

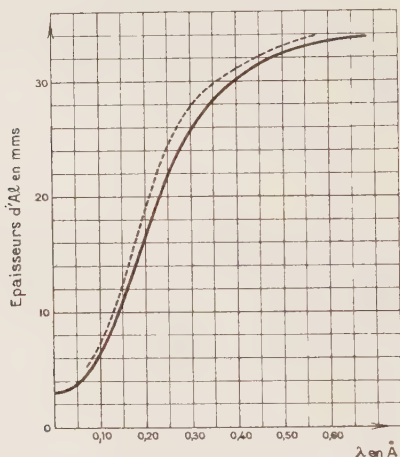


Fig. 6.

trale à analyser, le métal léger absorbe par dispersion et le métal lourd par fluorescence. Elle est d'autant plus sensible que cette condition est plus près d'être réalisée. Dans le cas du système aluminium-cuivre, la sensibilité est la meilleure entre $0,15 \text{ \AA}$ et $0,25 \text{ \AA}$. C'est en effet dans cette région que la pente $\frac{\partial \left(\frac{e_1}{e_2} \right)}{\partial \lambda}$ est la plus grande. Aux deux

extrémités, la pente est plus faible et la méthode moins sensible. Si le spectre qu'on analyse est situé entre $0,05 \text{ \AA}$ et $0,15 \text{ \AA}$ les grandes longueurs d'onde seront plus efficaces que les petites. Elles seront surestimées. L'effet contraire se produira si le spectre qu'on analyse est situé

entre 0,25 Å et 0,40 Å. On peut donc dire que le résultat de l'analyse dépend non seulement de la forme de la courbe spectrale du rayonnement complexe, mais encore de la nature du couple d'analyse. L'expérience montre en effet que l'analyse d'un même rayonnement X complexe par le système aluminium-argent (Dauvillier) donne une longueur d'onde différente de celle obtenue par le système aluminium-cuivre (Duane).

2° Le métal lourd absorbant par fluorescence, le rapport $\frac{e_1}{e_2}$ diminuera quand e_2 augmentera. En effet, la traversée d'une épaisseur donnée du métal lourd, diminuant les intensités des composantes « molles » plus que celles des composantes « dures », le rayonnement transmis sera plus pénétrant que le rayonnement incident : La longueur d'onde effective d'un spectre complexe diminuera donc quand augmentera l'épaisseur du métal lourd. Pour que l'analyse soit correcte, il faut évaluer la longueur d'onde effective pour plusieurs épaisseurs du métal lourd, construire la courbe correspondante et extrapoler pour une épaisseur nulle : on a ainsi la longueur d'onde effective du faisceau incident non modifié par la filtration supplémentaire du métal lourd.

Application au rayonnement γ du radium — On ne peut analyser ce rayonnement par le système aluminium-cuivre, car dans le domaine spectral des rayons γ durs, le cuivre absorbe principalement par dispersion. Il faut donc associer à l'aluminium des métaux plus lourds : nous avons choisi l'étain et le plomb. Mais dans ces métaux eux-mêmes, les composantes de courtes longueurs d'onde du rayonnement γ sont notablement absorbées par dispersion. L'absorption de fluorescence de ces éléments ne commence à être prédominante que dans la région des composantes de grandes longueurs d'onde. Celles-ci seront les plus efficaces : la longueur d'onde effective sera grande.

Le rapport $\frac{e_1}{e_2}$ s'obtient à partir des courbes d'absorption du rayonnement γ primaire dans les éléments correspondants. Une épaisseur e_2 de métal lourd transmet une fraction α du rayonnement incident. Il suffit, sur la courbe d'absorption de l'aluminium de rechercher l'épaisseur e_1 d'aluminium qui transmet la même fraction.

On obtient le tableau suivant :

Analyse par le système Etain-Aluminium		Analyse par le système Plomb-Aluminium	
Epaisseur d'étain e_2 en mm.	λ en U. X.	Epaisseur de plomb e_2 en mm.	λ en U. X.
1	39,60	0,50	44
2	38,20	1	40
3	35,80	1,50	37,20
4	35,80	2	35
5	33,80	2,50	35
6	33,70	3	32,50
10	30,80	3,50	31
		5	29
		6	28,60
		7	27,60
		8	27,30

On constate :

1° que la longueur d'onde effective diminue quand augmente l'épaisseur du métal lourd ;

2° que les composantes de grandes longueurs d'onde sont de beaucoup les plus efficaces.

Le second résultat montre que la méthode des deux lames, qui n'a d'ailleurs, en aucun cas, de signification claire et correcte, est très sujette à caution, quand on l'applique à l'analyse du rayonnement γ primaire, car il n'existe pas de métal assez lourd pour absorber uniquement par fluorescence dans toute l'étendue du spectre γ .

La méthode d'absorption unique, dont l'interprétation est facile et utile, est susceptible de donner des résultats meilleurs, mais il importe de bien remarquer qu'il ne faut cependant pas demander à cette méthode autre chose que des indications intéressantes, mais assez grossières.

CHAPITRE II

Première partie.

Principes généraux. — Le seul effet du rayonnement γ qui permette une estimation exacte de celui-ci est l'effet d'ionisation. Aussi est-ce la méthode ionométrique que nous emploierons à l'exploration des milieux légers.

La chambre d'ionisation. — L'appareil chargé d'évaluer les intensités de rayonnement sera une petite chambre d'ionisation introduite dans le milieu diffusif. Comme on se propose d'estimer l'énergie qui traverse par seconde 1 cm^2 , le volume de cette chambre devra être très petit (2 à 3 cm^3). Le courant d'ionisation qu'y provoquera le rayonnement γ sera très faible (intensité moyenne de l'ordre de 10^{-11} amp.) et l'appareil destiné à mesurer ce courant ne pourra être qu'un appareil électrostatique : électroscope ou électromètre.

La nature de la paroi. — Nous montrerons que l'ionisation mesurée dans une petite chambre à air est due à peu près uniquement à l'émission électronique de la paroi, les électrons émergeant de celle-ci produisant des ions par collision avec les molécules gazeuses intérieures.

Le rayonnement γ de réémission du milieu exploré, étant, par suite de l'effet Compton, plus « mou » que le rayonnement γ primaire, est surestimé par rapport à lui et cette surestimation augmente avec le numéro atomique de la paroi de la chambre.

Aussi ce travail étant partiellement destiné à des fins biologiques, la chambre correcte est celle qui estimera les deux rayonnements de la même manière que les tissus vivants ; la paroi devra donc être légère : l'idéal est une chambre à paroi de carbone ; mais les chambres à paroi d'aluminium, mécaniquement très résistantes, sont, en réalité, suffisamment correctes.

La disposition de la chambre dans le milieu diffusif. — L'élément diffusif utilisé, l'eau par exemple, doit arriver au contact même de la chambre sans interposition d'une épaisseur d'air qui fausserait les résultats.

Le calcul montre en effet que la présence d'une couche d'air de 1 cm. d'épaisseur introduit une erreur systématique de 6 % dans l'évaluation de l'intensité du rayonnement primaire.

Les directions privilégiées. — Le courant d'ionisation, produit dans une petite chambre par l'émission de sa paroi, dépend de la quantité d'énergie absorbée par elle et de l'utilisation de cette énergie. Cette utilisation est elle-même fonction de l'épaisseur de la paroi, des distances offertes aux électrons dans le gaz et des réflexions qu'ils subissent sur la paroi. Il est impossible de séparer ces effets pour les évaluer : on ne peut que mesurer leur résultante. Une chambre sphérique à paroi d'épaisseur constante serait isotrope, car, quelle que soit la position occupée par la source punctiforme sur une sphère concentrique à la chambre, l'énergie absorbée et par conséquent le courant d'ionisation seraient constants.

Une chambre cylindrique plus longue que large est anisotrope, car, si l'on déplace une source punctiforme sur une sphère concentrique à la chambre, le courant d'ionisation est maximum quand le rayonnement frappe la chambre suivant sa longueur.

L'explication de cette anomalie expérimentale est peut-être la suivante : En assimilant le rayonnement γ primaire à un rayonnement monochromatique de 16 U. X. de longueur d'onde, la variation, avec l'azimut φ d'émission, de l'énergie cinétique liée aux électrons de choc est représentée

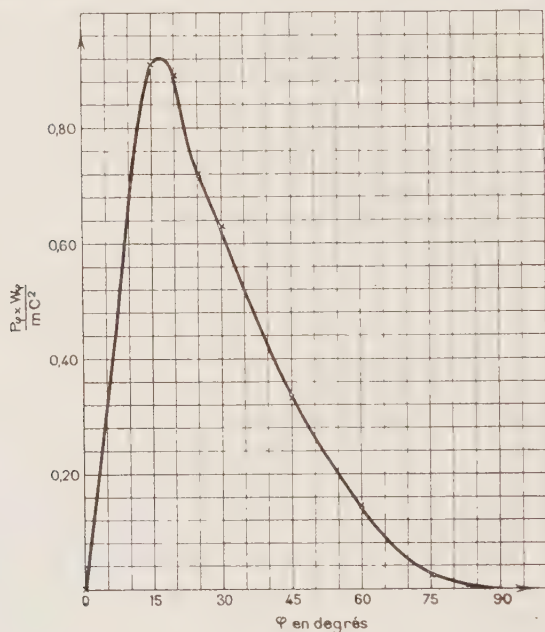


Fig. 7.

par la courbe de la figure 7. A peu près toute l'énergie est liée à des électrons rapides émis vers l'avant. Leur utilisation dans la petite chambre est évidemment meilleure quand ils sont émis sensiblement suivant sa longueur, puisque le parcours qui leur est offert est plus grand. Par ailleurs, quand le rayonnement frappe la chambre suivant sa longueur, la face d'entrée est plus près de la source. Cet effet diminue avec la distance pour le rayonnement γ primaire, mais il conserve toute son importance pour le rayonnement γ secondaire de diffusion.

Dans l'exploration d'un milieu dispersif, l'anisotropie d'une petite chambre aurait pour effet de surestimer une partie de l'énergie diffusée à 90° (sensiblement) du faisceau primaire : aussi est-il préférable d'utiliser une chambre isotrope. Une chambre cylindrique aussi large que longue remplit ce desideratum.

La jonction de la chambre à l'appareil de mesure. — La jonction entre l'électrode isolée de la chambre et l'appareil de mesure doit être faite par un fil métallique protégé contre les actions électrostatiques extérieures par un tube métallique mis au sol et rempli d'une substance qui satisfasse aux deux conditions suivantes : être un excellent isolant électrique et ne pas s'ioniser sous les rayons.

Il est nécessaire que l'introduction, dans un milieu homogène isotrope et absorbant, de la chambre et de sa canne de jonction ne modifie pas sensiblement les propriétés de ce milieu. Il faut pour cela qu'elles soient constituées par des éléments légers. La canne de jonction sera en aluminium ($\frac{\mu}{\rho} = 0,0456$ pour l'aluminium et les rayons γ , $\frac{\mu}{\rho} = 0,055$ pour l'eau et les rayons γ). Mais comme la densité de l'aluminium est supérieure à celle de l'eau et que, par suite, une épaisseur donnée d'aluminium n'est pas équivalente à la même épaisseur d'eau, il faudra réduire le plus possible l'épaisseur de la paroi de la canne pour troubler le moins possible l'isotropie du milieu.

Le courant que l'on mesure, doit enfin provenir uniquement de l'ionisation produite dans la chambre. Il faut que la canne de jonction ne participe pas à ce phénomène.

Nous avons cherché comment se comportaient, d'abord sous une différence de potentiel élevée, puis sous une irradiation γ , les isolants le plus couramment utilisés : la paraffine, le soufre et l'« orca ». L'isolant était coulé dans un cylindre métallique constituant une électrode, la deuxième

étant formée par un fil métallique tendu suivant l'axe du cylindre ; l'électrode centrale était reliée à l'électromètre, tandis que l'électrode externe était reliée à l'un des pôles d'une batterie d'accumulateurs dont l'autre pôle était au sol.

I. — COURANT SOUS UNE DIFFÉRENCE DE POTENTIEL

Quand on établit une différence de potentiel entre les deux électrodes, on constate, quel que soit le diélectrique, qu'il est le siège d'un courant, qui diminue au cours du

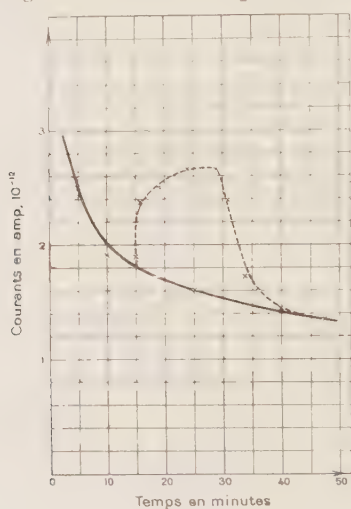


Fig. 8.

temps d'abord rapidement, puis beaucoup moins vite. Nous avons reproduit en traits pleins sur la figure 8 la variation, avec le temps, du courant dans la paraffine pour une différence de potentiel de 390 volts.

Au bout de 60 minutes, le courant paraît constant, en réalité il diminue seulement beaucoup moins vite qu'au début. Les valeurs initiale et finale du courant dépendent évidemment de la tension et augmentent avec elle.

Sous une tension de 500 volts le courant, au bout de 60 minutes, était :

dans la paraffine.....	2,4	10^{-12}	amp.
dans le soufre.....	0,4	10^{-12}	»
dans l'orca	0,09	10^{-12}	»

L'orca et même le soufre sont de bons isolants électriques, tandis que la paraffine est le siège d'un courant qui peut, dans bien des cas, être de l'ordre de grandeur de ceux qu'on veut mesurer.

Le courant obtenu dans ces conditions est dû à une polarisation du diélectrique.

II. — COURANT SUPPLÉMENTAIRE SOUS LES RAYONS γ (COURANT D'IONISATION)

La source utilisée était un tube contenant 50 mg. de Ra-élément dont le rayonnement γ était filtré par 0,5 mm. de platine. Ce tube était dans tous les cas disposé sur la canne à essayer.

La courbe pointillée de la figure 8 montre l'augmentation du courant produite dans la paraffine par le rayonnement γ . Pendant les 16 premières minutes, le courant mesuré était uniquement le courant de polarisation du diélectrique sous la tension appliquée. A la 16^e minute, la source radioactive était placée sur le tube de paraffine. Le courant augmentait mais n'atteignait une valeur constante qu'au bout de 25 minutes. A la 29^e minute, la source radioactive était supprimée. Le courant diminuait et au bout de 40 minutes reprenait la valeur correspondant à la polarisation seule.

Pour une tension de 500 volts, les courants d'ionisation (courants totaux — courants de polarisation) sont respectivement :

orca	6,5	10^{-11}	amp.
soufre	4,0	10^{-11}	»
paraffine	1,0	10^{-11}	»

Toutes ces substances s'ionisent sensiblement sous les rayons γ .

Pour que l'isolant que contient la canne de jonction ne soit le siège d'aucun courant parasite, il faut et il suffit qu'il ne soit pas soumis à un champ électrique : la polarisation disparaît et le courant d'ionisation s'annule puisqu'il n'y a plus de champ pour orienter vers les électrodes les charges libérées dans le diélectrique par le rayonnement.

Cette condition conduit à éliminer l'électroscope comme appareil de mesure. Dans un montage électroscopique, en effet, la cage de l'électroscope, la canne de jonction et la paroi externe de la chambre sont en connexion permanente avec la terre. L'électrode centrale de la chambre, le fil de jonction et la feuille d'or sont à un potentiel qui décroît pendant une mesure depuis une valeur initiale assez élevée jusqu'à zéro. La valeur initiale est, en général, de l'ordre de 500 volts. L'électroscope enregistre donc le courant de polarisation et le courant d'ionisation du diélectrique ⁽¹⁾.

Dans un montage électrométrique, au contraire, l'enveloppe de l'électromètre et la canne sont au sol et seule la paroi externe de la chambre est à un potentiel assez élevé (une centaine de volts), destiné à assurer la saturation. Quant à l'électrode centrale et au fil de jonction, ils sont soit au potentiel zéro si on compense les charges, soit à un potentiel très bas (1 à 2 volts) quand on fait une mesure par la vitesse de la déviation (voir montage électrométrique, p. 42). Il n'y a donc dans le diélectrique ni courant de polarisation, ni courant d'ionisation.

L'électromètre, muni d'un quartz piézoélectrique ou d'un condensateur à charge progressive, permet en outre la mesure précise, en unités correctes, C. G. S par exemple, du courant dans la chambre. Cette mesure est nécessaire

⁽¹⁾ Il existe, cependant, des électroscopes à plusieurs électrodes, dans lesquels on obtient un écart notable de la feuille d'or pour des potentiels de quelques volts (Electroscopes de Wilson).

quand on veut déterminer en ergs l'énergie absorbée à la seconde par 1 cm^3 d'eau ou de tissus. Malgré l'habitude contraire, c'est l'électromètre qu'il faut choisir pour la mesure des courants produits dans les petites chambres exploratrices.

Deuxième partie.

Description de notre ionomètre. — En nous inspirant des principes généraux qui précèdent, nous avons construit un ionomètre qui ne présente pas les défauts habituels à des appareils similaires. On désigne habituellement sous le nom d'ionomètre l'ensemble d'une petite chambre exploratrice et d'un appareil de mesure du courant. A l'ionomètre, on associe toujours un fantôme, c'est-à-dire une cuve pleine d'eau chargée de jouer le rôle du corps humain.

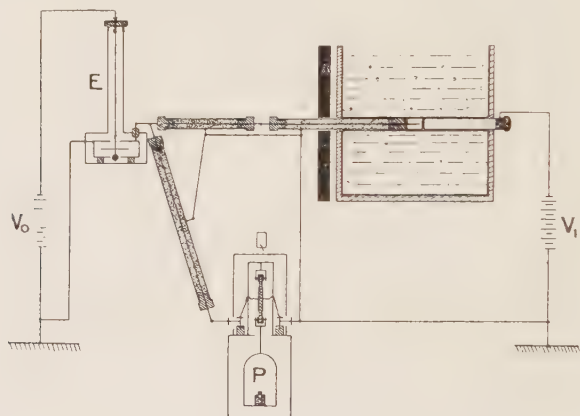


Fig. 9.

La figure 9 reproduit l'installation complète. Le fantôme est une cuve en bois de 60 cm. de côté (ses dimensions sont suffisantes pour que la masse d'eau qu'il contient puisse être considéré comme un milieu indéfini). L'étanchéité est assurée par un revêtement intérieur en celluloïd. Ce revêtement est percé de part en part en son centre par un tube en celluloïd destiné à servir de logement à la chambre d'ionisation et à sa canne de jonction. La chambre d'ionisa-

tion est cylindrique. Ses dimensions sont reproduites sur la figure 10 (Sur la figure 9, pour la clarté du schéma, la chambre d'ionisation est représentée à une échelle 4 fois supérieure (linéairement) à la réalité par rapport aux autres dimensions du fantôme). L'épaisseur de 8/10 de mm. indiquée sur le dessin est relative à la chambre d'ionisation en aluminium.



Fig. 10.

Epaisseur de la paroi de la chambre	8/10 mm.
Diamètre extérieur » »	14 mm.
Diamètre intérieur » »	12 mm. 40
Longueur utile » »	17 mm. 20
Volume d'air » »	2 cm ³ , 07
Surface interne utile de l'électrode extérieure. .	7 cm ² , 63

La paroi sert d'électrode et est portée à un potentiel élevé. L'électrode interne est reliée au quadrant de mesure de l'électromètre par un fil tendu suivant l'axe d'un cylindre métallique mis au sol et soigneusement rempli de paraffine très pure. Un bouchon d'ambre convenablement taillé isole complètement l'une de l'autre la paroi de la canne de jonction et celle de la chambre. Cette dernière est reliée à l'un des pôles de la batterie de tension par un très mince ruban d'aluminium qui émerge du fantôme du côté opposé à l'électromètre. De ce même côté on introduit dans le canal un tube en celluloïd rempli d'eau, chargé de rétablir l'homogénéité du milieu. Enfin, le canal en celluloïd est extérieurement tapissé d'une feuille très mince d'aluminium mise à la terre, formant ainsi cage de Faraday.

Un dispositif spécial permet de mouvoir la source sui-

vant les trois axes d'un triède de coordonnées. Enfin, les appareils de mesure et l'opérateur sont protégés contre le rayonnement γ par des murs en plomb de 6 cm. d'épaisseur (absorption 95 %). Cet appareillage satisfait aux conditions générales énoncées plus haut.

La chambre d'ionisation et la canne de jonction entrent à frottement dans le tube de celluloïd. Comme celui-ci est

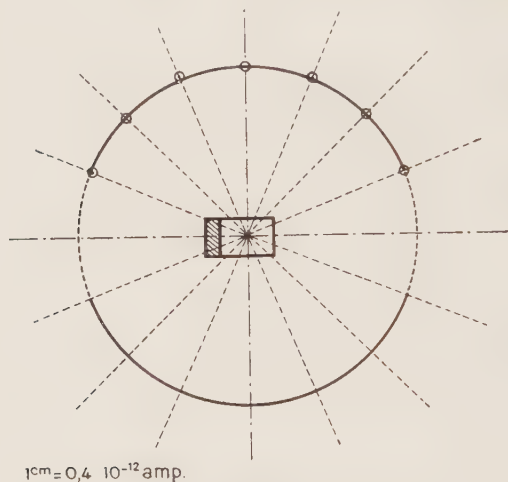


Fig. 11

au contact direct du milieu diffusif, il n'y a pas interposition d'un matelas d'air. Par ailleurs l'épaisseur de la paroi de la chambre étant de 8/10 de mm., il est inutile de tenir compte de son absorption (cette paroi transmet 99 % d'un rayonnement γ primaire).

La chambre ne présente pas de directions privilégiées. Un appareil spécialement construit, permet de déplacer, un tube de radium sur la périphérie d'une circonférence centrée sur le centre de la chambre. Les résultats des mesures ont été représentés en coordonnées polaires sur la figure 11.

La figure obtenue est une circonférence, ce qui caractérise bien l'absence de directions privilégiées.

Pour montrer l'influence de la forme de la chambre sur ses indications, nous avons recommencé l'expérimentation précédente en utilisant une chambre très sensiblement plus longue que large (longueur = 26 mm. ; diamètre = 15 mm.) la source demeurant toujours, quel que soit l'azimut, à la même distance d du centre de la chambre ; dans le cas présent d étant égal à 5 cm.

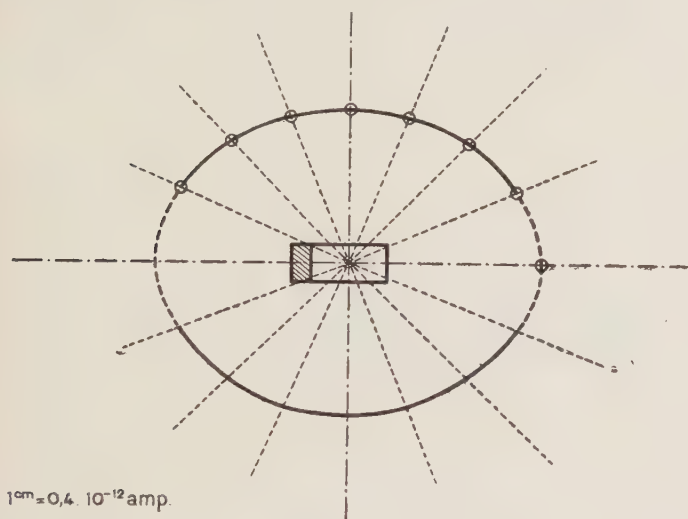


Fig. 12.

Les résultats expérimentaux ont été reportés sur la figure 12. La figure obtenue est très sensiblement une ellipse dont les axes ont pour longueurs 10 cm. et 8 cm. ; l'anisotropie de la chambre est donc très nette.

Dans nos conditions habituelles de travail, la saturation est obtenue pour une tension de quelques dizaines de volts. En pratique, nous avons toujours employé des tensions plus élevées, de l'ordre de 200 volts ; de façon à être certain d'utiliser toujours la partie horizontale de la caractéristique.

Grâce aux soins apportés au remplissage de la canne

de jonction et à l'épaisseur de la paroi de plomb, seule la chambre intervient dans l'ionisation.

Une certitude a été acquise une fois pour toutes à ce sujet par l'expérience suivante :

Un tube de radium était déplacé sur une parallèle au tube central contenant la chambre et occupait successivement des positions symétriques par rapport au centre de cette dernière (fig. 13). Les résultats expérimentaux ont été reportés sur la figure 14 où ils ont servi à construire la courbe en traits pleins ; les deux branches sont identiques.

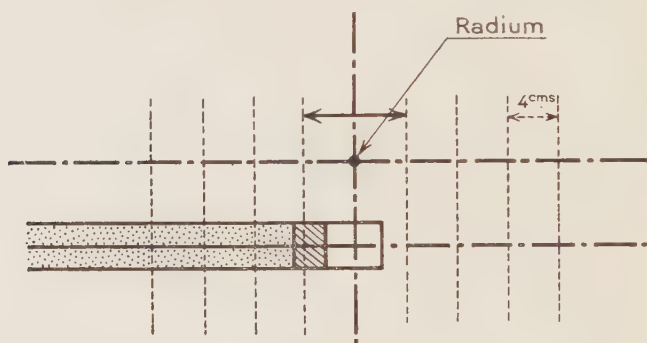


Fig. 13.

Un essai a été fait en l'absence du mur de plomb. Dans ce cas, quand on déplace la source en l'éloignant de l'électromètre, les indications de la chambre sont les mêmes que dans le cas précédent. Au contraire, quand on la rapproche de l'électromètre, les indications sont supérieures à celles précédemment obtenues. La courbe en pointillé indique cette différence (fig. 14). La protection en plomb est indispensable.

Dans un milieu homogène, isotrope et transparent, le rayonnement issu d'un tube de radium de 25 mm. de longueur varie avec la distance, comptée sur la normale au tube, à partir de 5 cm. très sensiblement suivant la loi simple de l'inverse du carré de la distance.

En considérant l'air comme un milieu *transparent* aux rayons γ (ce qui est très sensiblement vrai) nous avons cherché comment variaient, avec la distance, les indications de la chambre. Ces résultats expérimentaux sont consignés dans le tableau suivant :

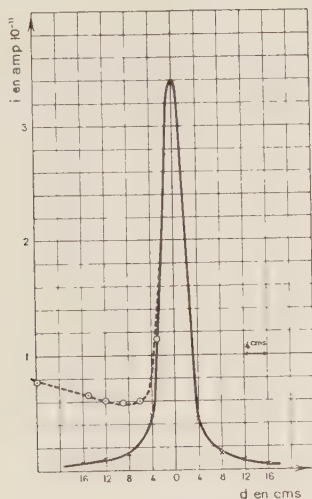


Fig. 14.

d en cm.	d^2 en cm ²	I	$I \cdot d^2$
5	25	1,3	32,50
6	36	0,87	31,40
7	49	0,652	32
8	64	0,50	32
9	81	0,40	32,40
10	100	0,32	32
11	121	0,278	33,40
12	144	0,235	33,70
13	169	0,20	33,30
14	198	0,162	32

Le produit $I \cdot d^2$ est très sensiblement constant : le courant d'ionisation est donc dû à une action du rayonnement γ

localisée à la chambre. Nous allons analyser le mécanisme de cette action.

L'effet paroi et l'effet gaz. — Les rayons X et γ n'ionisent pas directement les gaz : l'ionisation est un phénomène secondaire, consécutif à l'émission de corpuscules β par les atomes irradiés. Ces particules β , en heurtant les atomes du gaz, leur arrachent des électrons superficiels et forment ainsi des ions. La formation d'un ion nécessitant une certaine quantité d'énergie, l'électron ionisant est progressivement ralenti. Si la chambre d'ionisation ne lui offre que des distances inférieures à son parcours, il heurtera la paroi, pourra être « réfléchi » et traversant la chambre en sens inverse, y produire une nouvelle ionisation.

Trois phénomènes contribuent donc à la conductibilité de la chambre :

- 1° l'émission de particules β sous l'action des rayons γ ;
- 2° l'ionisation des atomes gazeux par les particules β ;
- 3° la réflexion des particules β sur les parois.

Emission de particules β sous les rayons γ . — Dans la petite chambre, les particules β peuvent avoir deux origines : le gaz et les parois :

1° *Emission de particules β par un volume gazeux léger.* — Un prisme rectangulaire gazeux de surface S et d'épaisseur d frappé par une onde plane γ perpendiculaire à la surface S. absorbe une énergie :

$$W = (\tau + \sigma_a) \cdot I_0 \cdot S \cdot d.$$

En introduisant la masse m du gaz :

$$W = \frac{\tau + \sigma_a}{\rho} \cdot I_0 \cdot m.$$

Cette énergie ondulatoire est transformée en énergie cinétique cédée à des électrons de choc émis principalement

vers l'avant. L'intensité de cette émission β secondaire augmente avec l'intensité du rayonnement excitateur, avec la longueur d'onde et avec la pression du gaz.

2° *Émission de particules β par les parois.* — Bornons-nous à l'étude de l'émission d'une lame perpendiculaire à l'onde plane.

L'intensité I_x de l'onde au niveau X dans la lame est, en négligeant le rayonnement γ secondaire de diffusion et en supposant constant le coefficient μ d'absorption du rayonnement γ primaire :

$$I_{x,r} = I_0 e^{-\mu \cdot r}.$$

La quantité d'énergie transformée, sur le parcours dx , en énergie cinétique électronique est :

$$dW = (\tau + \sigma_a) \cdot I_x \cdot S \cdot dx$$

en désignant par S la surface de la lame.

C'est-à-dire :

$$dW = (\tau + \sigma_a) \cdot S \cdot I_0 \cdot e^{-\mu \cdot r} \cdot dx.$$

Cette émission électronique comprend : des photoélectrons et des électrons de choc. Les proportions respectives des uns et des autres dépendent de la nature de la lame. Dans une lame de plomb les photoélectrons prédominent ; dans une lame d'aluminium, ce sont les électrons de choc. Des expériences de brouillard de Wilson permettent de penser que l'azimut d'émission des photoélectrons le plus favorisé est compris entre 40° et 50° . Les photoélectrons sont donc assez obliques et subissent de ce fait un ralentissement sensible avant d'émerger de la lame. Les électrons de choc de grand azimut, lents, sont arrêtés dans la lame et les électrons de faible azimut, rapides, sont ralentis.

On peut donc dire que, seule, une fraction dW' de l'éner-

gie dW , libérée dans l'épaisseur dx , atteindra le gaz pour y produire son effet.

Il est impossible d'établir une relation exacte entre dW et dW' . Tout ce qu'on peut dire c'est que $\frac{\partial W'}{\partial W}$ sera d'autant plus petit que la quantité $(d-x)$ sera plus grande (d étant l'épaisseur de la lame).

Pour achever les calculs, nous poserons que :

$$\frac{\partial W'}{\partial W} = e^{-\mu'(d-x)},$$

μ' désignant un coefficient moyen d'absorption, dans la lame des rayons β secondaires, *dans les conditions expérimentales.*

Donc :

$$\partial W' = (\tau + \sigma_a) \cdot I_0 \cdot S \cdot e^{-\mu x} \cdot e^{-\mu'(d-x)} \cdot dx.$$

En supposant μ et μ' constants et en intégrant entre 0 et d , on obtient :

$$W' = (\tau + \sigma_a) \cdot I_0 \cdot S \cdot \frac{1}{\mu' - \mu} [e^{-\mu d} - e^{-\mu' d}].$$

W' représente l'énergie β émergeant de la lame.

Pour un métal et un rayonnement γ donnés, cette quantité varie avec l'épaisseur de la lame.

Pour des épaisseurs très faibles, elle varie linéairement avec l'épaisseur et par suite avec la masse de la lame. On peut en effet dans les développements en séries de Maclaurin des exponentielles $e^{-\mu d}$ et $e^{-\mu' d}$ se limiter alors aux premiers termes : on a ainsi :

$$W' = [\tau + \sigma_a] \cdot I_0 \cdot S \cdot d$$

ou en introduisant la masse de la paroi.

$$W' = \frac{\tau + \sigma_a}{\rho} \cdot I_0 \cdot m.$$

La courbe passe par un maximum pour une épaisseur d_1 de la lame définie par l'équation :

$$\mu e^{-\mu d_1} = \mu' e^{-\mu' d_1}.$$

Cette épaisseur représente le parcours des électrons les plus rapides dans le métal constituant la lame.

Au moment du maximum, l'énergie β émergente est donnée par la relation :

$$W' = (\tau + \sigma_a) \cdot I_0 \cdot S \cdot \frac{1}{\mu'} e^{-\mu' d}.$$

Mais comme ce maximum se produit toujours pour des épaisseurs très faibles, on peut poser $e^{-\mu d} = 1$ ce qui, physiquement, signifie que l'affaiblissement par cette épaisseur de la lame du rayonnement γ primaire est négligeable.

$$W' = (\tau + \sigma_a) \cdot I_0 \cdot S \cdot \frac{1}{\mu'}.$$

μ' n'est pas connu. Mais des expériences de Wilson ont montré que le coefficient d'absorption de rayons β dans un métal était inversement proportionnel à leur parcours R dans ce métal.

Donc :

$$W' = K (\tau + \sigma_a) \cdot I_0 \cdot S \cdot R.$$

Après le maximum, la courbe décroît et cette décroissance est gouvernée par l'exponentielle $e^{-\mu d}$ qui correspond à l'absorption du rayonnement γ primaire dans la lame. L'énergie β émergente est alors donnée par la relation :

$$W' = K (\tau + \sigma_a) \cdot I_0 \cdot S \cdot R \cdot e^{-\mu d}.$$

Cas particulier. — Quand le numéro atomique de la lame est peu élevé, l'affaiblissement du rayonnement γ par de minces lames est négligeable, si bien que la branche

descendante est remplacée par une horizontale. Quelle que soit l'épaisseur de la lame (pourvu qu'elle reste faible) l'énergie β émergente est donnée par la relation :

$$W' = K[\tau + \sigma_a] \cdot I_0 \cdot S \cdot R.$$

Ionisation des gaz par les rayons β . — Quand un électron peut, dans un gaz, aller au bout de son parcours, l'ionisation qu'il produit est proportionnelle à son énergie cinétique E_0 . En désignant par w l'énergie nécessaire à la formation d'une paire d'ions dans le gaz considéré, la quantité totale d'électricité négative libérée sur le parcours de l'électron est :

$$q = e \frac{E_0}{w}.$$

Si l'électron heurte un obstacle avant la fin de son parcours, la quantité d'électricité négative libérée dans le gaz est :

$$q' = e \frac{\Delta E}{w}.$$

ΔE étant la perte d'énergie cinétique avant le choc contre l'obstacle.

L'épaississement progressif de la fin d'une trajectoire de brouillard indique que le nombre d'ions formés par centimètre est plus élevé à la fin du parcours qu'au début, c'est-à-dire qu'il augmente à mesure que l'électron se ralentit. En adoptant pour l'expression du ralentissement la formule probable de Wilson : $E_0^{\frac{1}{2}} - E^{\frac{1}{2}} = a \cdot X$, on peut calculer la perte d'énergie ΔE subie par un électron sur un trajet déterminé : elle est d'autant plus grande que l'électron est moins rapide.

Réflexion des particules β sur les parois. — Cette réflexion consiste en une déviation progressive de certains

électrons au cours des chocs subis contre les atomes de l'obstacle ; si cette déviation atteint 180° , l'électron émerge du côté de l'incidence. Cette déviation s'effectuant dans une certaine profondeur, il faut un « réflecteur » suffisamment épais pour obtenir l'effet maximum. Chacun des chocs s'accompagnant d'une perte d'énergie, l'électron « réfléchi » est moins rapide que l'électron incident.

Dans une chambre d'ionisation dont les dimensions sont inférieures au parcours de l'électron le plus rapide, la réflexion sur les parois aura pour effet d'accroître le courant d'ionisation. Kovarik ⁽¹⁾ a fait une étude systématique de la réflexion des particules β . Il utilisait la méthode d'ionisation et définissait le rendement de la réflexion par le rapport $\frac{\Delta I}{I}$, I étant le courant d'ionisation en l'absence de réflexion et ΔI l'augmentation de courant produite par la réflexion.

La chambre d'ionisation comportait deux électrodes parallèles distantes de 1 cm. et était remplie d'air à la pression atmosphérique. Des particules β de différentes vitesses pénétraient obliquement dans la chambre par une ouverture pratiquée dans l'électrode inférieure. Elles pouvaient ou non subir la réflexion multiple entre ces deux « miroirs ». Kovarik obtint les résultats suivants : le rendement de la réflexion augmente avec le numéro atomique du réflecteur, le rendement de la réflexion multiple est, pour un élément de numéro atomique donné, plus élevé que celui de la réflexion simple. Il augmente d'abord avec la vitesse de l'électron, passe par un maximum pour $\beta = 0,90$ environ puis décroît lentement. En utilisant les chiffres de Kovarik, nous avons construit les courbes descendantes de la

(1) KOVARIK : 1° Absorption and reflexion of the β -particles by matter. *Phil. Mag.*, **20**, 1910, p. 849 ; 2° On the reflexion of homogeneous β -particles of different velocities. *Phil. Mag.*, **20**, 1910, p. 849.

figure 15. La courbe en traits pleins représente, en fonction de β , la perte d'énergie $E_0 - E$ subie par un électron sur 1 cm. d'air à la pression atmosphérique. Elle a été tracée à l'aide de la relation $E_0^{\frac{3}{2}} - E^{\frac{3}{2}} = ax$ et des valeurs fournies pour a par Varder. Elle représente l'ionisation sans réflexion dans la chambre de Kovarik. Les courbes en poin-

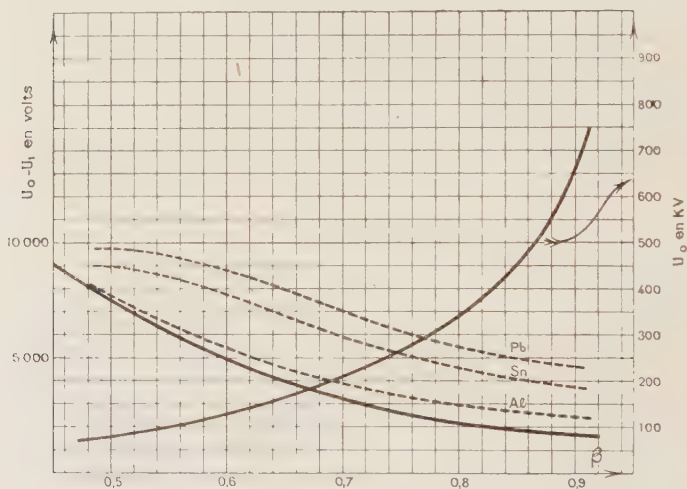


Fig. 15.

illés représentent l'ionisation dans cette même chambre après réflexions multiples subies sur du plomb, de l'étain et de l'aluminium. La courbe ascendante représente la variation de E_0 en fonction de β . Elle représente aussi l'ionisation que produirait une particule β par absorption complète dans l'air. On s'aperçoit que la compensation produite par la multiplicité des réflexions est très imparfaite et qu'en pénétrant dans une petite chambre une particule β n'abandonne à l'air, sous forme d'ionisation, qu'une faible partie de son énergie.

Il y a donc lieu de définir un coefficient d'utilisation α

qui sera égal au rapport de l'ionisation produite dans une petite chambre à l'ionisation qui serait produite dans une grande. Dans le cas d'une petite chambre à parois de plomb, on obtient pour diverses valeurs de β les coefficients α d'utilisation suivants :

$\beta = 0,80$	$\alpha = 1,55 \%$
$\beta = 0,70$	$\alpha = 3,42 \%$
$\beta = 0,60$	$\alpha = 6,16 \%$
$\beta = 0,50$	$\alpha = 12,30 \%$

L'utilisation est d'autant meilleure que les particules β sont moins rapides.

Application à la petite chambre. — Bragg ⁽¹⁾, a mis en évidence le rôle de la paroi dans des chambres d'ionisation cylindriques d'assez grand volume à électrode isolée axiale.

Voici les résultats de ses mesures effectuées sur les rayons γ du radium filtrés sur 4,70 mm. de plomb.

Nature de la paroi	Epaisseur	Courant d'ionisation
Plomb.		100
Etain	1,60 mm.	58
Zinc	2,10 mm.	47
Aluminium	2,10 mm.	40
Charbon	2,40 mm.	39

Les épaisseurs des parois étaient suffisantes pour obtenir l'effet maximum. Le courant d'ionisation augmente avec le numéro atomique de la paroi. Il y a donc lieu de parler d'un effet paroi et d'un effet gaz.

Le seul moyen de séparer ces deux effets et de se rendre

(1) BRAGG. The consequence of the corpuscular hypothesis of the γ and X rays and the range of the β -Rays. *Phil. Mag.*, 20, p. 385, 1910.

compte de leurs valeurs respectives, consiste à déterminer la variation du courant d'ionisation avec la pression gazeuse interne. L'effet gaz étant proportionnel à la masse de l'air varie linéairement avec la pression. L'effet paroi commence par croître avec la pression et atteint une valeur constante au moment où la pression interne est telle que tous les élec-

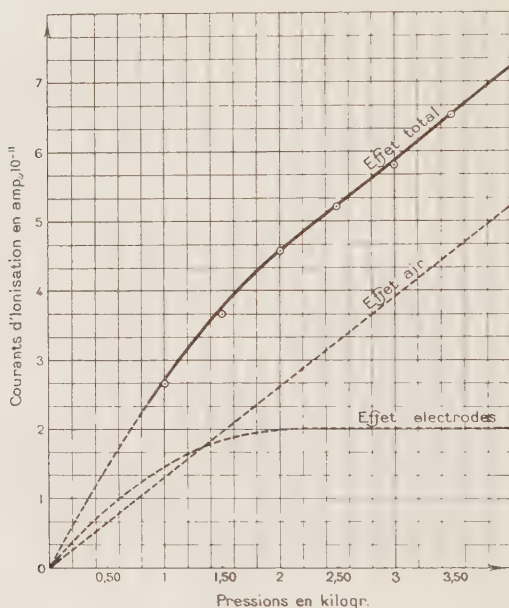


Fig. 16.

trons éjectés par la paroi sont absorbés par le gaz sans subir de réflexion. La courbe effet Paroi-Pression est analogue aux courbes habituelles courant d'ionisation-Tension.

Nous décrirons plus loin (p. 68) une chambre d'ionisation cylindrique à pression de grand volume.

Quand on permet au rayonnement γ de frapper les longues électrodes en aluminium mince (épaisseur 80/100 de millimètre), la variation du courant en fonction de la

pression est donnée par la courbe en traits pleins de la figure 16 ; les courbes en pointillé représentent respectivement l'effet paroi et l'effet gaz. A la pression atmosphérique, le rapport $\frac{\text{Effet paroi}}{\text{Effet gaz}} = 1,10$, c'est-à-dire que l'effet paroi représente 52,50 % de l'effet total.

Pour une épaisseur de paroi donnée, l'émission de la paroi varie comme la surface totale tandis que l'émission du gaz varie comme le volume. Le rapport de l'effet paroi à l'effet gaz peut donc très sensiblement être pris égal au rapport de la surface totale au volume.

A l'aide de cette hypothèse et du résultat expérimental obtenu sur la grande chambre à pression, le calcul fournit pour le rapport de l'effet paroi à l'effet total de la petite chambre la valeur 94,30 %. Cette valeur ne peut évidemment être donnée qu'à titre d'indication, à cause de l'énorme différence des dimensions des deux chambres.

Pour obtenir une valeur plus correcte, il faudrait opérer sur la petite chambre elle-même.

Expériences de Wilson ⁽¹⁾. — Une expérience faite par Wilson nous a dispensé d'expérience nouvelle.

Wilson chercha comment variait avec la pression le courant d'ionisation produit par des rayons γ dans une chambre à parois d'aluminium de 10 cm³ de volume. Il a trouvé que le courant de saturation croissait d'abord rapidement, puis beaucoup moins vite.

L'expression analytique du courant observé est :

$$I = Ap + B(1 - e^{-\mu \cdot pa})$$

Ap représente l'effet gaz ; il est proportionnel à la pression ;

(1) WILSON (W.). The effects of pressure on the natural ionisation in a closed vessel and on the ionisation produced by the γ -rays. *Phil. Mag.*, p. 216, 1909.

$B(1 - e^{-\mu pa})$ représente l'effet paroi. Il tend exponentiellement vers une valeur constante B .

a est la longueur de la chambre et μ le coefficient d'absorption dans l'air à la pression atmosphérique des rayons β secondaires.

A la pression atmosphérique, le rapport de l'effet paroi à l'effet gaz, c'est-à-dire la quantité :

$$\frac{B(1 - e^{-\mu a})}{A}$$

est égal à 6,66 : 86 % du courant sont dus à l'émission électronique de la paroi.

A l'aide de ce résultat et de l'hypothèse précédemment faite, on trouve que, pour notre petite chambre à parois d'aluminium, le rapport de l'effet paroi à l'effet gaz doit être égal à 11,30 ; ce qui conduit à conclure que 92 % du courant sont dus à l'émission électronique de la paroi. Ce nombre est en assez bon accord avec celui que nous avons précédemment obtenu. Il va sans dire que, dans le cas où la paroi est constituée par un élément lourd (étain ou plomb) le rapport de l'effet paroi à l'effet total est encore plus élevé.

Le fonctionnement d'une petite chambre exploratrice rappelle donc celui d'une cellule photoélectrique à atmosphère résiduelle : sous l'action d'un rayonnement appartenant au spectre visible ou à l'ultra-violet, un radiateur métallique (du potassium par exemple) émet un flot d'électrons très lents (arrachés aux niveaux optiques de l'atome et libérés avec des quanta très faibles de l'ordre de quelques volts). Grâce à un champ électrique, se produit à partir de ces électrons, l'ionisation par choc des atomes du gaz résiduel.

Sous l'action d'un rayonnement X ou γ , la paroi métallique d'une petite chambre d'ionisation émet un flot d'électrons. La vitesse de ces électrons varie avec le numéro ato-

mique de la paroi, la qualité du rayonnement exciteur, et le processus de l'absorption (absorption de fluorescence ou de dispersion) mais elle est toujours suffisante pour leur permettre d'ioniser les molécules gazeuses, le champ électrique ne servant cette fois qu'à capter les ions formés.

Variation du courant d'ionisation avec l'épaisseur de la paroi. — L'effet gaz est donc négligeable devant l'effet paroi. Aussi le courant d'ionisation subit-il, en fonction de

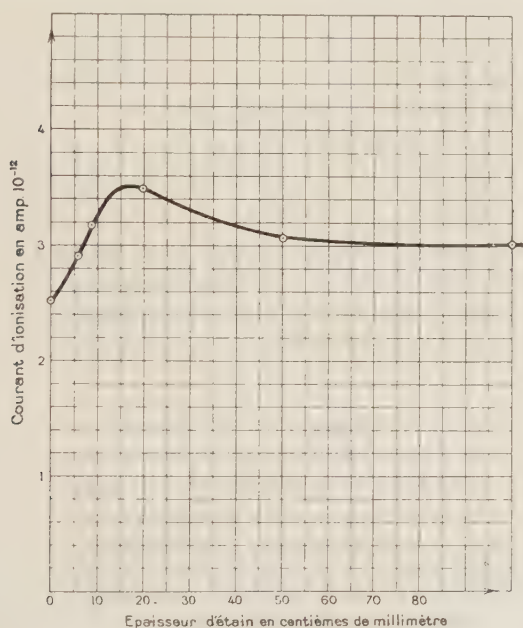


Fig. 17.

l'épaisseur de la paroi, une variation analogue à celle de l'émission électronique d'une lame plane.

On obtient des résultats très nets avec des parois d'étain. Quand les épaisseurs sont faibles (quelques centièmes de millimètre), il est nécessaire de donner un support à ces

minces feuilles ; c'est un cylindre en celluloïd fermé à une des extrémités. Cette chambre est identique à celle en aluminium décrite à la page 43. L'épaisseur de la paroi de celluloïd est égale à 90 % de millimètre. Les résultats expérimentaux sont indiqués sur la courbe de la figure 17.

Le courant d'ionisation ne part pas de zéro à cause de l'émission du support de celluloïd lui-même. Pour la mesurer, on rend la chambre en celluloïd conductrice par un mince revêtement interne de graphite. Dans les conditions expérimentales, le courant ainsi obtenu était égal à $2,50 \cdot 10^{-12}$ ampère. Quand on ajoute à cette chambre un mince revêtement en étain, celui-ci a pour premier effet d'absorber en totalité ou en partie l'émission électronique du support. Le courant qu'on mesure alors est dû à l'émission de l'étain et aussi à la fraction de l'émission du celluloïd transmise par l'étain. Pour des épaisseurs d'étain suffisantes, le support ne joue plus aucun rôle. Le courant augmente jusqu'à un maximum égal à $3,50 \cdot 10^{-12}$ ampère puis diminue. A la perturbation initiale près, l'allure générale de la courbe de courant est analogue à celle de la courbe de l'émission de la lame plane.

Les résultats obtenus avec le plomb ont servi à construire la courbe de la figure 18. Avec cet élément, nous n'avons pu obtenir que la branche descendante, car nous ne disposions pas de feuilles assez minces, la plus mince ($4/100$ de millimètre), ayant une épaisseur déjà supérieure au parcours des électrons les plus efficaces. Cependant, en nous aidant des résultats obtenus avec l'étain, il est possible d'extrapoler pour des épaisseurs de plomb inférieures à $4/100$ de millimètre. Cette extrapolation est indiquée en pointillé. On obtient bien la variation prévue. L'effet maximum ne peut être connu avec précision : il est au moins égal à $6,50 \cdot 10^{-12}$ ampère.

Nous avons effectué la même recherche avec des parois d'aluminium. Mais ici se présente une grosse difficulté. Au

regard de rayons durs comme les rayons γ utilisés, l'aluminium et le celluloïd sont des éléments semblables produisant des émissions β secondaires qualitatives et quantitatives approximativement identiques. On doit s'attendre à ne pas trouver de variation sensible du courant d'ionisation

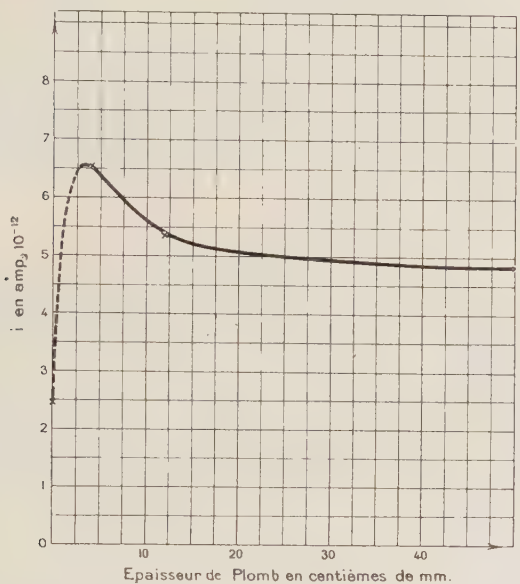


Fig. 18.

quand on utilise une chambre en celluloïd de 90/100 de millimètre de paroi, une chambre en aluminium de 80/100 de millimètre de paroi, ou une chambre mixte (aluminium-celluloïd). C'est bien ce que l'expérience vérifie. Avec une chambre à parois légères, on obtient quoi qu'on fasse, un courant d'ionisation indépendant de l'épaisseur de la paroi, et ce résultat est conforme à la prévision théorique de la page 52.

La variation, avec la nature de la paroi, de l'effet maxi-

mun dans notre petite chambre, est consignée dans le tableau suivant :

Plomb	100
Étain	53
Aluminium	38
Charbon	38

Elle est un peu plus rapide que celle qu'indique Bragg et ce résultat est logique, car, notre chambre, étant plus petite que la sienne, est caractérisée par un rapport

$$\frac{\text{Effet paroi}}{\text{Effet total}} \text{ supérieur.}$$

Expression analytique de l'intensité du courant d'ionisation.

— La variation du courant dans la petite chambre, en fonction de l'épaisseur de la paroi, étant analogue à la variation de l'émission β secondaire d'une lame plane, en fonction de son épaisseur, le courant d'ionisation est justiciable de relations de même forme que celles établies pour l'émission β secondaire.

1^{er} cas. — Chambre à paroi légère.

L'émission β secondaire d'une lame légère (aluminium) d'une faible épaisseur (ordre du millimètre) est proportionnelle au coefficient d'absorption de la lame, au parcours des électrons dans la lame, à la surface de la lame et à l'intensité incidente. Si, avec cette lame on constitue une chambre d'ionisation cylindrique, l'émission β de la moitié inférieure de la paroi sera dirigée vers l'extérieur et par conséquent inutilisée dans l'ionisation. L'énergie β utilisable ne sera donc qu'une fraction de l'énergie β émergente et le rapport entre ces deux quantités ne dépend que de la forme de la chambre. Comme dans l'expression de l'énergie β émergente figure une constante K , la même relation

pourra être utilisée pour représenter l'énergie β utilisable, la valeur de la constante K étant seulement plus faible.

On aura donc :

$$W = K(\tau + \sigma_a)I_0 \cdot S \cdot R.$$

Mais l'énergie utilisée, c'est-à-dire dépensée en travail d'ionisation, ne sera elle-même qu'une fraction de l'énergie utilisable. En désignant par α le coefficient d'utilisation que nous avons défini à la page 55, l'expression du courant d'ionisation est donc :

$$i = K \cdot \alpha(\tau + \sigma_a)I_0 \cdot S \cdot R.$$

α dépend de la qualité du rayonnement excitateur et de la nature de la paroi.

Remarque. — A intensités égales, deux rayonnements de longueur d'onde différente produisent dans la chambre des courants différents. L'expression précédente contient en effet trois facteurs qui varient avec la longueur d'onde α , R , et $(\tau + \sigma_a)$.

Il importe de remarquer que deux d'entre eux α et R , varient très sensiblement en sens inverse, α contenant en dénominateur $E_0^{\frac{3}{2}}$ et R étant proportionnel à $E_0^{\frac{3}{2}}$. Il en résulte que leur produit est très sensiblement constant. Le tableau suivant rend compte de ce résultat :

β	R en $\frac{\text{gr.}}{\text{cm}^2}$ dans Al	α_{Al}	αR_{Al}
0,90	$2\,335 \cdot 10^{-4}$	0,364 0/0	$8,50 \cdot 10^{-4}$
0,80	$850 \cdot 10^{-4}$	0,89 0/0	$7,60 \cdot 10^{-4}$
0,70	$450 \cdot 10^{-4}$	1,95 0/0	$8,80 \cdot 10^{-4}$
0,60	$216 \cdot 10^{-4}$	4,03 0/0	$8,70 \cdot 10^{-4}$
0,50	$99 \cdot 10^{-4}$	9,62 0/0	$9,50 \cdot 10^{-4}$

La principale cause de la variation du courant en fonction de la longueur d'onde est donc le coefficient d'absorption vraie de la paroi, c'est-à-dire la quantité $(\tau + \sigma_a)$.

Chambre à paroi lourde (étain ou plomb).

Pour obtenir le pur effet du métal lourd, il sera nécessaire d'utiliser des épaisseurs suffisant à absorber l'émission β du support de celluloid. En pratique, on prendra une épaisseur égale à celle qui donne l'effet maximum ou une épaisseur supérieure.

Dans le premier cas, le courant sera donné par la relation :

$$i = K. \alpha (\tau + \sigma_a) I_0 S. R.$$

identique à celle obtenue pour une paroi légère, et dans l'autre cas, par la relation :

$$i = K. \alpha (\tau + \sigma_a) I_0. S. R. e^{-\mu_1 d}.$$

μ_1 étant supérieur à μ coefficient vrai d'absorption du rayonnement γ par la paroi, car le trajet moyen d'un rayon primaire est supérieur à l'épaisseur d en raison de la forme cylindrique de la chambre.

Comme précédemment, α et R varient en sens inverse et leur produit est sensiblement constant.

β	$\alpha. R_{Pb}$	$\alpha. R_{Sn}$
0,90	$16,30. 10^{-4}$	$13,00. 10^{-4}$
0,80	$13,20. 10^{-4}$	$11,75. 10^{-4}$
0,70	$15,40. 10^{-4}$	$13,25. 10^{-4}$
0,60	$13,20. 10^{-4}$	$12,70. 10^{-4}$
0,50	$12,30. 10^{-4}$	$11,10. 10^{-4}$

La principale cause de variation du courant avec la longueur d'onde sera donc encore le coefficient d'absorption vraie de la paroi.

Troisième partie.

Détermination de l'énergie γ absorbée par 1 cm³ d'eau. —

Principe de la détermination. — La quantité d'énergie vraiment absorbée par seconde par un élément de volume v d'un milieu gazeux est donnée par la relation :

$$W = \frac{\tau + \sigma_a}{\rho} \cdot I_0 \cdot m$$

m étant la masse de ce volume.

Cette énergie ondulatoire est entièrement transformée en énergie corpusculaire. Si les électrons libérés peuvent aller au bout de leur parcours, cette énergie cinétique est dépensée en travail d'ionisation. Désignons par i le courant obtenu. Le nombre de paires d'ions formés par seconde est $n = \frac{i}{e}$, e étant la charge élémentaire et si w représente l'énergie nécessaire à la formation d'une paire d'ions dans le gaz considéré, l'énergie correspondant aux n paires d'ions sera :

$$W = nw = \frac{wi}{e}.$$

Par ailleurs, au travail d'ionisation élémentaire w , correspond un potentiel par la relation $w = eV$ où e est la charge de la particule β et V sa perte d'énergie en volts pendant le choc ionisant.

Par conséquent :

$$W = i \cdot V.$$

Ce potentiel V est caractéristique du gaz utilisé. En

absorbant complètement dans l'air un faisceau de rayons α d'énergie connue W et en mesurant le courant i produit, on a pu obtenir la valeur de V correspondant à l'air. Rutherford ⁽¹⁾ établit qu'elle est égale à 35 volts. Ce potentiel est le potentiel moyen d'utilisation. Il est supérieur au potentiel d'ionisation caractéristique du gaz.

Si, dans une petite chambre d'ionisation exploratrice, le courant était dû uniquement aux électrons provenant des atomes gazeux et si ceux-ci pouvaient tous aller au bout de leur parcours, l'énergie vraiment absorbée, par seconde, par le volume gazeux serait :

$$W = i \cdot V \quad \text{et par cm}^3 \quad W' = \frac{i \cdot V}{v}$$

v étant le volume de la chambre.

Il serait alors facile de connaître l'énergie qu'absorberait par seconde 1 cm³ d'eau (ou de tissu) sous la même irradiation :

$$W'' = W' \frac{(\tau + \sigma_a)_{\text{eau}}}{(\tau + \sigma_a)_{\text{air}}}.$$

Pour des rayons γ de 16 U. X. de longueur d'onde équivalente et de l'air à la pression atmosphérique, on a, tous calculs faits :

$$W'' = 833 \cdot W'$$

Mais, dans une petite chambre, d'une part l'effet paroi est prépondérant, et d'autre part peu d'électrons peuvent ioniser jusqu'au bout de leur parcours. On ne peut donc déduire du courant mesuré, l'énergie absorbée par le volume gazeux. Il est nécessaire de recourir à un étalonnage.

Le principe de cet étalonnage est le suivant : à une distance donnée d'une quantité connue de radium, on place la petite chambre et on mesure le courant produit. D'autre

⁽¹⁾ RUTHERFORD, Radioactive substances and their radiations, p. 159.

part, on détermine l'énergie vraiment absorbée par seconde par 1 cm^3 d'air placé au même point en mesurant le courant d'ionsation obtenu par absorption complète des électrons éjectés par ce centimètre cube. En multipliant ce résultat par 833, on obtient l'énergie absorbée par seconde par 1 cm^3 d'eau, et l'on sait alors que l'apparition d'un courant d'ionisation i dans la petite chambre correspond à l'absorption vraie par seconde d'une énergie W par 1 cm^3 d'eau placé au même endroit.

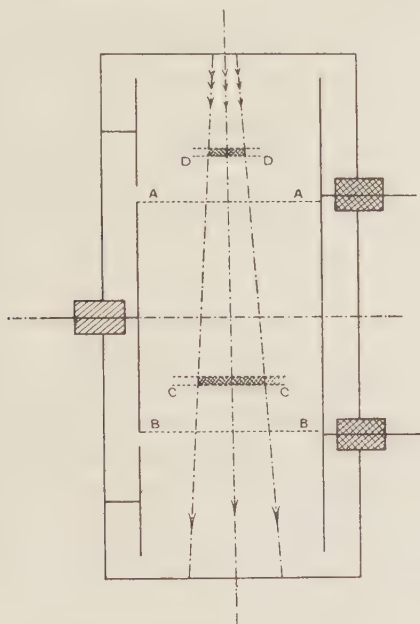


Fig. 19.

Le problème consiste à construire une chambre d'ionisation dans laquelle :

- 1° on élimine l'effet paroi ;
- 2° on réussit à absorber complètement les électrons provenant d'un volume gazeux déterminé.

La figure 19 représente schématiquement une coupe, passant par un plan vertical, de la chambre qui nous a servi. C'est un récipient cylindrique en fonte avec deux fenêtres en aluminium pour l'entrée et la sortie des rayons γ . Elle contient d'un côté une longue électrode semi-cylindrique en aluminium. Cette électrode, isolée par des bouchons d'ébène de l'enveloppe mise au sol, est reliée à l'un des pôles d'une batterie d'accumulateurs de tension dont l'autre pôle est à la terre. De l'autre côté se trouvent :

1° en haut et en bas, deux électrodes de garde, semi-cylindriques, en aluminium mince, reliées à l'enveloppe ;

2° entre elles deux, une électrode de mesure semi-cylindrique, en aluminium mince, isolée de l'enveloppe par un bouchon d'ambre. Cette électrode est reliée à l'une des paires de quadrants de l'électromètre. Cette chambre munie d'un manomètre, de robinets pointeaux d'entrée et de sortie, peut supporter des pressions d'une dizaine de kilogrammes.

Considérons un pinceau conique étroit de rayons γ traversant la chambre ; l'ionisation de la masse gazeuse sera due aux électrons émis par la fenêtre d'entrée (l'émission β arrière de la fenêtre de sortie est négligeable) et aux électrons émis par les atomes du gaz. Si les distances ou la pression sont convenables, les ions formés par les électrons, en provenance de la fenêtre d'entrée, seront recueillis par l'électrode de garde supérieure.

Désignons par E_0 l'énergie du pinceau de rayons γ au niveau A.A. L'énergie au niveau B.B. sera :

$$E_1 = E_0 - (\tau + \sigma) \cdot l.$$

l étant la longueur de l'électrode de mesure.

L'énergie vraiment absorbée par la masse gazeuse sur ce parcours est :

$$W = E_0 \left[1 - e^{-(\tau + \sigma_a)l} \right].$$

Mais comme $\tau + \sigma_a$ est très faible, on peut aussi écrire :

$$W = (\tau + \sigma_a) \cdot E_0 \cdot l$$

ce qui revient à admettre pour une longueur finie l la relation élémentaire valable pour un élément dl de parcours. Le calcul montre que, même pour une pression de 6 atmosphères dans la chambre, l'erreur ainsi commise est d'environ 1 %.

$\frac{\tau + \sigma_a}{\rho}$ étant constant et ρ croissant linéairement avec la pression, $\tau + \sigma_a$ et par suite W croîtront eux aussi linéairement avec la pression. Si l'énergie W absorbée sur le parcours l est entièrement transformée en travail d'ionisation sur le même parcours et si I représente le courant mesuré on aura :

$$I \cdot V = (\tau + \sigma_a) E_0 \cdot l.$$

Les électrons émis sous des azimuts voisins de 90° étant très lents, transforment toute leur énergie cinétique en travail d'ionisation, si la section maximum du faisceau (celle au niveau B.B.) est petite devant la section du cylindre des électrodes.

Dans toutes les expériences, le rapport du diamètre maximum du faisceau (niveau B.B.) au diamètre du cylindre des électrodes était inférieur à 1/3. Une expérience préliminaire avec une chambre à électrodes mobiles permet de penser que les électrons de grand azimut pouvaient toujours aller au bout de leur parcours. On ne peut pas être aussi affirmatif en ce qui concerne les électrons de faible azimut. Si la vitesse de ces électrons n'était pas trop élevée (parcours dans l'air d'une trentaine de centimètres) l'existence d'un effet de compensation permettrait d'affirmer que pratiquement tout se passe comme si les électrons longitudinaux

allaient au bout de leurs parcours. Dans le cas présent, les électrons de faible azimuth étant très rapides (parcours dans l'air à la pression atmosphérique de l'ordre du mètre) la compensation sera très imparfaite ; cependant, comme elle peut, à des pressions plus élevées devenir suffisante, nous exposerons le principe sur lequel elle repose.

Prenons sur le plan CC (fig. 19) à une distance d du plan BB un volume gazeux d'épaisseur dl .

L'énergie qu'il absorbe est :

$$dw_1 = (\tau + \sigma_a) E_{cc} dl.$$

Considérons, en provenance de ce volume gazeux, un électron de faible azimuth et de parcours total D . L'ionisation totale qu'il est susceptible de produire est proportionnelle à D . Comme il ne franchit en présence de l'électrode de mesure qu'une distance d , celle-ci ne recueillera qu'une fraction de l'ionisation produite par cet électron, l'électrode de garde inférieure recueillant le reste, c'est-à-dire l'ionisation correspondant au trajet $D - d$.

Considérons maintenant sur le plan DD, à une distance d de AA, un volume gazeux d'épaisseur dl .

L'énergie qu'il absorbe est :

$$dW_2 = (\tau + \sigma_a) E_{dd} dl.$$

Comme le coefficient d'absorption de l'air est faible et les dimensions de la chambre relativement petites, nous avons vu qu'on pouvait sensiblement écrire :

$$E_{cc} = E_{dd} = E_0$$

et par conséquent $dW_1 = dW_2$. Les deux volumes gazeux considérés ont donc très sensiblement, qualitativement et quantitativement, la même émission électronique : ils sont équivalents.

Considérons alors, en provenance de DD, un électron de faible azimuth et de parcours total D ; il parcourt en présence de l'électrode de garde supérieure le trajet d et en présence de l'électrode de mesure le trajet $D-d$, chacune de ces deux électrodes recueillant les ions formés sur le trajet correspondant.

L'électron parti du plan DD est donc le complémentaire de celui du plan CC puisque l'électrode de mesure recueille la totalité des ions que peut former un de ces électrons. Comme par ailleurs les deux volumes gazeux émettent le même nombre d'électrons, la compensation est rigoureuse. Dans ces conditions tout se passe comme si l'énergie $(\tau + \sigma_a) \cdot E_0 \cdot l$, soustraite au faisceau γ sur le parcours l , était entièrement convertie *in situ* en travail d'ionisation.

La condition d'une compensation rigoureuse à la pression atmosphérique est donc l'égalité des trois éléments suivants : distance de la fenêtre d'entrée à l'électrode de mesure, longueur de l'électrode de mesure, parcours de l'électrode le plus rapide.

Si cette condition n'est pas satisfaite, il pourra ne pas y avoir compensation à la pression atmosphérique, mais le parcours diminuant quand la pression augmente, il sera toujours possible de trouver une pression à partir de laquelle la compensation sera parfaite. A partir de cette pression, le courant croîtra linéairement avec elle, si bien que le tracé de la courbe courant-pression peut renseigner sur l'efficacité de la compensation.

Dans le cas présent, le parcours de l'électron le plus rapide étant bien supérieur à la distance de la fenêtre d'entrée à l'électrode de mesure (13 cm.) et à la longueur de celle-ci (20 cm.) on peut craindre :

- 1° l'arrivée, dans le champ de l'électrode de mesure, d'électrons rapides partis de la fenêtre d'aluminium ;
- 2° l'imperfection de la compensation.

Expérimentation. — Seule, l'expérience peut, à ce sujet, fournir d'utiles renseignements. Nous avons donc relevé deux courbes courant-pression en utilisant deux pinces étroites de rayons γ d'ouvertures un peu différentes. Nous avons ainsi obtenu les deux droites de la figure 20.

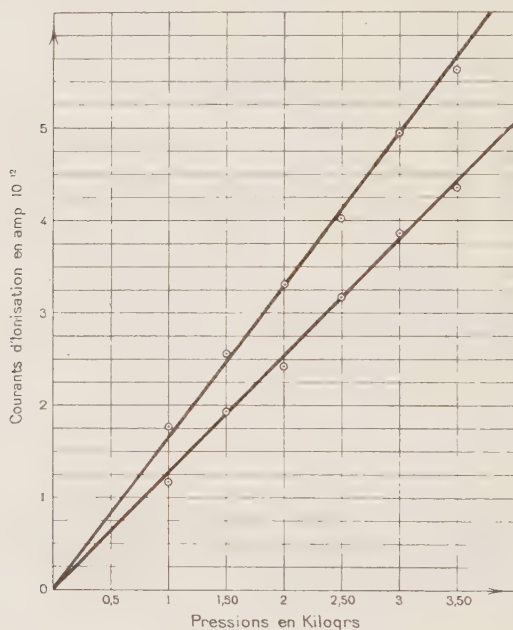


Fig. 20.

Il semble bien qu'on ait ainsi mesuré le pur « effet gaz ». En effet, lorsque, à côté de l'effet gaz, existe l'effet « électrode », la variation du courant d'ionisation en fonction de la pression est donnée par la superposition d'une ligne droite représentant l'effet gaz et d'une ligne courbe représentant l'effet « électrodes ». Les résultats de Wilson, sur sa petite chambre d'aluminium, sont, à cet égard, caractéristiques. Nous-mêmes, avons obtenu des résultats analogues à ceux de Wilson (voir page 56). En canalisant le

rayonnement γ il semble donc que l'ionisation obtenue dans le volume gazeux correspondant à l'électrode de mesure soit indépendante de l'émission secondaire de la fenêtre d'entrée.

Une autre expérience nous a conduit à la même conclusion. Lorsque la paroi participe à l'ionisation, l'intensité du courant mesuré augmente avec le numéro atomique de la paroi. Pour la petite chambre, elle passe de 100 à 260 quand on remplace la paroi d'aluminium de 80/100 de millimètre par une paroi de plomb de 4/100 de millimètre. Si, dans la grande chambre, la fenêtre contribue à l'ionisation mesurée, le courant doit augmenter avec le numéro atomique du métal de la fenêtre. Or, en remplaçant la fenêtre d'aluminium par une mince fenêtre de plomb (4/100 de millimètre) nous n'avons constaté aucune différence appréciable dans l'intensité du courant.

Il nous faut donc admettre que, dans la chambre étalon, on mesure toujours, quelle que soit la pression, le pur effet gaz.

Les lignes droites obtenues nous permettent d'écrire même à la pression atmosphérique :

$$IV = (\tau + \sigma_{a, \text{air}}) \cdot E_0 \cdot l$$

d'où :

$$E_0 = \frac{I \cdot V}{(\tau + \sigma_a) \cdot l} \cdot$$

A une distance X de la source, la section du faisceau est s_x et l'intensité du rayonnement :

$$I_x = \frac{E_0}{s_x} = \frac{I \cdot V}{(\tau + \sigma_a) \cdot s_x \cdot l} \cdot$$

1 cm³ d'eau placé en ce point absorbe une énergie :

$$W = 833(\tau + \sigma_{a, \text{air}}) \cdot I_x$$

c'est-à-dire :

$$W = 833 \frac{1.V}{s_x . l} .$$

La source utilisée était un tube d'émanation de 2 mm. de longueur et de 0,80 mm. de diamètre.

Elle était placée au sommet d'un évidement conique, pratiqué dans un gros bloc de plomb. Les dimensions de l'évidement étaient les suivantes :

Hauteur	12 cm.
Diamètre à la sortie..	1 cm.

La section du faisceau à la sortie du localisateur, c'est-à-dire à 12 cm. de la source (très sensiblement ponctuelle) était égale à 0,795 cm².

La longueur de l'électrode de mesure était égale à 20 cm.

Le potentiel moyen d'utilisation de l'air a été pris égal à 35 volts.

Le courant d'ionisation était mesuré à l'aide d'un quartz piézo-électrique qui libérait 6,47 U. E. S. de quantité d'électricité pour un poids de 1 000 grs. (1). Nous avons fait plusieurs mesures à plusieurs jours d'intervalle et nous évaluions chaque fois la quantité d'émanation contenue dans l'ampoule en comparant son rayonnement γ à celui d'un étalon de radium. De ces mesures, il ressort que le courant de saturation que provoquerait dans la grande chambre une source punctiforme de 1 000 millicuries, serait égal à $6,80 \cdot 10^{-11}$ ampère.

Par conséquent :

$$W = 833 \frac{6,80 \times 10^{-11} \times 35 \times 10^7}{0,795 \times 20} \text{ erg.}$$

(1) La constante de ce quartz a été déterminée au Laboratoire officiel des mesures de l'Institut du Radium par M^{lle} Galabert à qui j'adresse mes vifs remerciements.

C'est-à-dire, tous calculs faits :

$$W = 1^{\text{erg}} 24.$$

Un cm^3 d'eau placé à 12 cm. de 1 gr. de radium-élément, absorbe 1,24 erg par seconde (énergie soustraite au rayonnement γ).

D'autre part, à 12 cm. de 1 gr. de radium, la petite chambre accuse un courant de 10^{-11} ampère.

A un courant de 10^{-11} ampère dans la petite chambre, correspond donc une énergie de 1,24 erg vraiment absorbée, par seconde, sous une irradiation γ , par 1 cm^3 d'eau placé au même endroit.

Energie émise par seconde par 1 gr. de radium sous forme de rayonnement γ . — La relation :

$$E_0 = \frac{I \cdot V}{(\tau + \sigma_a)_{\text{air}} \times l}$$

permet de déterminer, en valeur absolue, l'énergie γ émise dans le cône limité par le localisateur.

Pour une source de 1 000 millicuries :

$$I = 6,80 \cdot 10^{-11} \text{ ampère}$$

Par ailleurs :

$$V = 35 \text{ volts et } l = 20 \text{ cm.}$$

Reste à évaluer :

$$(\tau + \sigma_a).$$

L'absorption de fluorescence d'un élément léger comme l'air étant négligeable, $(\tau + \sigma_a)$ se réduit à σ_a .

En admettant comme longueur d'onde primaire équivalente la valeur 16 U. X.

$$\tau_a = 0,38 \cdot \sigma.$$

L'air et l'eau étant qualitativement très semblables :

$$\left(\frac{\tau}{\rho}\right)_{\text{air}} = \left(\frac{\tau}{\rho}\right)_{\text{eau}} = 0,055.$$

La densité de l'air à 20° centigrades étant $1,20 \cdot 10^{-3}$:

$$\tau_{\text{air}} = 6,60 \cdot 10^{-5}$$

et :

$$\tau_a = 2,51 \cdot 10^{-5}.$$

Par conséquent :

$$E_0 = \frac{6,80 \cdot 10^{-11} \cdot 35 \cdot 10^{+7}}{2,51 \cdot 10^{-5} \cdot 20}.$$

C'est-à-dire :

$$E_0 = 4,75 \cdot 10^{+1} \frac{\text{erg}}{\text{sec}}.$$

Or la section du faisceau à 12 cm. de la source est :

$$s = 0 \text{ cm}^2 795.$$

La surface de la sphère correspondante est :

$$S = 4\pi \cdot 12^2 = 1,81 \cdot 10^{+3} \text{ cm}^2.$$

L'énergie γ émise par seconde, dans tout l'espace par 1 gr. de radium est donc :

$$E = 4,75 \cdot 10^{+1} \frac{1,81 \cdot 10^{+3}}{0,795}.$$

C'est-à-dire :

$$E = 1,08 \cdot 10^{+5} \frac{\text{ergs}}{\text{sec}}.$$

Mesures calorimétriques d'Ellis et Wooster. — Ellis et Wooster ⁽¹⁾ ont récemment trouvé, par une méthode calorimétrique, que la quantité de radium B + radium C en équilibre avec 1 gr. de radium émet 8,60 calories par heure sous forme de rayons γ .

En admettant que 1 calorie équivaut à $4,18 \cdot 10^{+7}$ erg on obtient pour l'énergie γ rayonnée par seconde par 1 gr. de radium la valeur $1 \cdot 10^{+5} \frac{\text{ergs}}{\text{sec}}$ à 5 % près.

Ce résultat est en assez bon accord avec celui que fournit la méthode d'ionisation.

⁽¹⁾ ELLIS and WOOSTER. On the heating effect of the γ -Rays of Radium B and Radium C. *Phil. Mag.*, septembre 1925.

CHAPITRE III

Pseudo-transparence de l'eau. — L'intensité du rayonnement γ primaire, à une distance δ de la source, au sein d'une masse d'eau indéfinie est :

$$I_{\text{prim}} = I_0 e^{-\mu \delta}.$$

μ est le coefficient d'absorption totale de l'eau et I_0 l'intensité, au même point, dans le vide ou dans l'air. L'intensité du rayonnement total est donnée par la relation :

$$I_1 = I_0 e^{-\mu \delta} + I_{\text{sec}}.$$

Les courants d'ionisation provoqués dans la petite chambre par ces divers rayonnements sont :

$$\delta_0 e^{-\mu \delta}, \quad \delta_{\text{sec}}, \quad \text{et} \quad \delta_1 = \delta_0 e^{-\mu \delta} + \delta_{\text{sec}}.$$

Une mesure dans l'air donne δ_0 ; une mesure en milieu eau indéfini donne δ_1 . Si l'on connaît μ , on peut connaître à toute profondeur l'effet produit sur la chambre par le rayonnement γ secondaire :

$$\delta_{\text{sec}} = \delta_1 - \delta_0 e^{-\mu \delta}.$$

Le coefficient global μ d'absorption par l'eau des rayons γ du radium filtrés sur 0,5 mm. de platine est égal à 0,055.

La source est constituée par des tubes de platine de 0,50 mm. de paroi et de 25 mm. de longueur contenant

chacun 50 mgr. de radium-élément ⁽¹⁾. Le nombre des tubes varie de 1 à 4 à mesure qu'on augmente la distance source-chambre ; mais tous les résultats sont rapportés à 100 mgr. de radium.

On évalue dans l'air et dans l'eau l'intensité pour plusieurs distances chambre-source, en utilisant la petite chambre à parois d'aluminium de 80/100 de mm. d'épaisseur.

On obtient le tableau suivant :

δ en cm	δ^2 en cm ²	$\mathfrak{J}_0$	$\mathfrak{J}_0\delta^2$	$\mathfrak{J}_1$	$\frac{\mathfrak{J}_0}{\mathfrak{J}_1}$ en o/o	$\frac{\mathfrak{J}_1 - \mathfrak{J}_0 e^{-\mu\delta}}{\mathfrak{J}_0 e^{-\mu\delta}}$ en o/o
2,35	5,50	29,80	165	33,80	88,50	21,60
3,35	11,21	15,40	172	17,90	86,50	25,60
4,35	18,90	9,45	177	9,95	95	25,70
5,35	28,60	6,15	176	6,40	96	30,80
6,35	40,20	4,41	176	4,61	96	38,50
7,35	53,90	3,42	184	3,38	98,50	39,80
8,35	69,80	2,70	188	2,68	101	47,20
9,35	87,10	2,16	187	2,15	101	56,90
10,35	107	1,77	189	1,73	102	63,20
11,35	117	1,49	184	1,41	105	66
13,35	178	1,055	188	1,01	104	88
15,35	236	0,78	184	0,74	105	109,40

L'examen du tableau montre :

1° qu'à partir de 7 cm. le courant d'ionisation dans l'air varie suivant l'inverse du carré de la distance ;

2° que l'importance du rayonnement secondaire par rapport au rayonnement primaire (colonne 7 du tableau) augmente avec la profondeur ;

⁽¹⁾ Le calcul montre que, pour des distances supérieures à 6 cms. l'intensité du rayonnement, dans le vide, de cette source linéaire est très exactement donnée par la loi de l'inverse du carré de la distance comme pour une source punctiforme. La perturbation introduite par la forme du foyer se limite aux premiers centimètres.

3° que le courant d'ionisation dans le cas d'une propagation en milieu eau indéfini est très sensiblement le même que dans l'air.

Donc :

$$\mathfrak{J}_1 = \mathfrak{J}_0 = \frac{K.M}{\delta^2}$$

et :

$$\mathfrak{J}_{\text{sec}} = \frac{K.M}{\delta^2} [1 - e^{-\mu\delta}]$$

c'est-à-dire :

$$\frac{\mathfrak{J}_{\text{sec}}}{\mathfrak{J}_0} = 1 - e^{-\mu\delta}.$$

L'effet produit sur la petite chambre d'aluminium à 60 cm. de la source est le même dans l'air et dans l'eau ; mais tandis que dans l'air il est uniquement dû au rayonnement primaire, dans l'eau il est à peu près uniquement dû (98 %) au rayonnement secondaire de diffusion : aux très grandes profondeurs, le rayonnement γ émis par la source est entièrement transformé par le milieu en rayonnement γ secondaire de diffusion.

Nous avons mesuré l'effet total dans l'air et dans l'eau, calculé l'absorption et obtenu finalement l'effet secondaire. Il est possible de montrer expérimentalement que les valeurs ainsi obtenues pour l'absorption et la diffusion sont correctes.

1° *Mesure de l'absorption.* — Une pyramide tronquée d'eau (fig. 21) est placée entre la source et la chambre de sorte qu'aucun rayon γ ne peut atteindre celle-ci en traversant l'air. Le courant $\mathfrak{J}_1$ sera très sensiblement donné en fonction de $\mathfrak{J}_0$ courant mesuré dans l'air, par la relation :

$$\mathfrak{J}_1 = \mathfrak{J}_0 e^{-\mu\delta}.$$

L'effet secondaire de la pyramide d'eau sera en effet très

faible. En admettant comme longueur d'onde primaire équivalente la valeur 16 U. X., 62 % de l'énergie absorbée par la pyramide seront dispersés et la fraction dispersée vers l'avant, dans un cône de demi-angle au sommet égal à 10° , sera égal à 5 % de l'énergie totale de dispersion. Par ailleurs, la réémission vers l'avant s'effectuant sans changement de longueur d'onde, le faible rayonnement

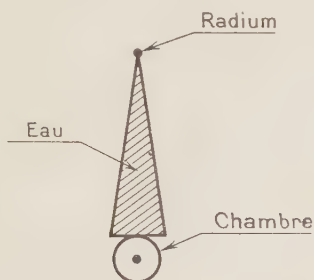


Fig 21.

secondaire ne sera pas surestimé par rapport au rayonnement primaire. On peut espérer mesurer ainsi très sensiblement la pure absorption de l'eau.

Nous avons fait 5 expériences en utilisant des pyramides closes en celluloid, de hauteurs 3 cm., 5 cm., 7 cm., 10 cm. et 13 cm.

Les résultats expérimentaux sont consignés dans le tableau suivant :

Distance axe source- axe chambre en cm	Parcours dans l'eau en cm	$\mathfrak{J}_0$ (mesuré)	$\mathfrak{J}_{0e} - \mu \delta$ calculé à partir de $\mathfrak{J}_0$	$\mathfrak{J}_1$ (mesuré)	$\frac{\mathfrak{J}_1}{\mathfrak{J}_{0e} - \mu \delta}$
4,10	2,90	100	84,80	84,40	0,995
6,10	4,90	53	40,30	42,30	1,05
8,20	7	33,30	22,60	22,90	1,01
11,20	10	18,45	10,60	10,90	1,03
14,10	12,90	12	5,90	6,35	1,07

La relation $\mathfrak{J}_1 = \mathfrak{J}_0 e^{-\mu\delta}$ est sensiblement vérifiée.

2° *Exactitude de la réémission.* — Interposons maintenant en milieu eau indéfini des pyramides tronquées, d'air entre la source et la chambre (fig. 22). L'absorption du rayonnement direct est, par ce fait même, supprimée. L'intensité est donc donnée par la relation :

$$\mathfrak{J}_1 = \frac{K, M}{\delta^2} + \mathfrak{J}_{\text{sec}}.$$

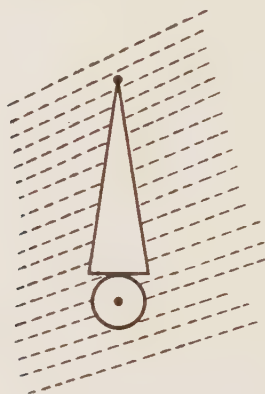


Fig. 22.

La réémission du volume d'eau déplacée par la pyramide étant à peu près négligeable, comme l'a montré l'expérience précédente, l'expression analytique de l'effet secondaire demeure :

$$\mathfrak{J}_{\text{sec}} = \frac{KM}{\delta^2} [1 - e^{-\mu\delta}]$$

par suite :

$$\frac{\mathfrak{J}_{\text{sec}}}{\mathfrak{J}_0} = 1 - e^{-\mu\delta}$$

La variation de ce rapport en fonction de δ a été calculée : on obtient ainsi la courbe de la figure 23.

Les valeurs expérimentales $\frac{\mathfrak{J}_1 - \mathfrak{J}_0}{\mathfrak{J}_0}$ ont été reportées sur ce graphique. Il y a accord entre l'expérience et le calcul. Le mode d'analyse des phénomènes est correct. Il semble donc que le milieu indéfini eau soit transparent aux rayons γ . Or, à *a priori*, il n'en peut être ainsi.

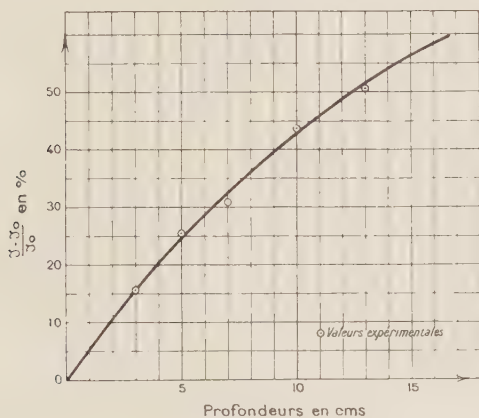


Fig. 23.

Pour que le milieu soit transparent aux rayons γ , il faudrait retrouver sur la sphère de rayon $R + dR$ l'énergie E qui se présente sur la sphère de rayon R . Or, dans la pellicule sphérique d'épaisseur dR se produit une absorption :

$$dE = -\mu \cdot E \cdot dR$$

Une partie de cette énergie absorbée est consommée *in situ* pour y produire une émission électronique ; le complément est réémis et une forte proportion l'est entre les azimuts 0 et 60° , c'est-à-dire vers l'avant. En admettant que la réémission se fasse *uniquement* en avant, il manquerait

toujours sur la sphère de rayon $R + dR$ l'énergie vraiment absorbée dans la pellicule, soit :

$$dE = -(\tau + \sigma_a)EdR.$$

Donc $E_{(R + dR)} < E_R$: aucun milieu matériel léger n'est transparent aux rayons γ .

La qualité du rayonnement γ de diffusion. — L'explication de cette pseudo-transparence réside dans le changement de longueur d'onde qui accompagne la réémission. D'après Compton, seule la réémission suivant l'azimut 0 s'effectue sans changement de longueur d'onde. Dans le cas présent, seules réémettent sur la longueur d'onde primaire les couches situées sur le trajet source-chambre. Or, les expériences avec la pyramide tronquée ont montré que la part de ces couches dans le phénomène global de la réémission était négligeable. Le rayonnement γ secondaire est donc, plus mou que le rayonnement γ primaire.

L'accroissement de longueur d'onde peut être assez grand.

Considérons la figure 24 ; la chambre en aluminium située à 15 cm. de la source accuse un courant d'ionisation dont 44/100 sont dus au rayonnement γ primaire de longueur d'onde équivalente 0,016 Å et 56/100 au rayonnement γ secondaire plus mou. Ce rayonnement peut provenir de multiples réémissions.

Un élément de volume A situé à 12 cm. de la source, absorbant de l'énergie primaire, en rayonne une fraction vers la chambre sous un angle de 64° et par suite sur une longueur d'onde de 0,0284 Å.

C'est une réémission d'ordre 1. La longueur d'onde extrême d'une réémission d'ordre 1 est 0,0644 Å (azimut 180°).

Mais il peut arriver à la chambre une énergie secondaire, doublement diffusée d'abord en B, ensuite en A.

La longueur d'onde après la première réémission est :

$$\lambda_{105}^0 = 0,016 \text{ \AA} + 0,0484 \text{ \AA} \sin^2 \frac{105}{2} = 0,0465 \text{ \AA}.$$

La longueur d'onde après la seconde réémission est :

$$\lambda_{134}^0 = 0,0465 \text{ \AA} + 0,0484 \text{ \AA} \sin^2 \frac{134}{2} = 0,0909 \text{ \AA}.$$

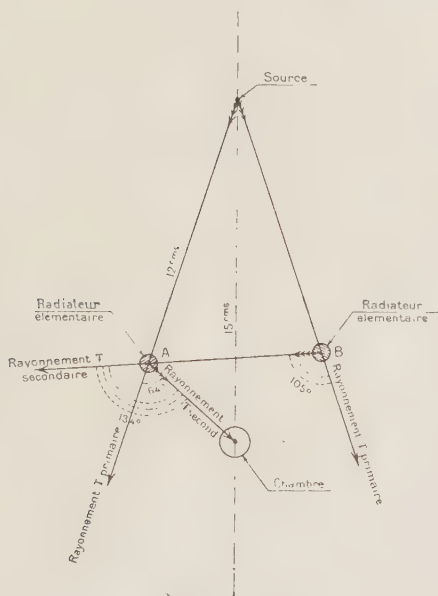


Fig. 24.

La longueur d'onde extrême d'une réémission d'ordre 2 est $0,1128 \text{ \AA}$ (2 réémissions successives à 180°). On peut aussi concevoir des réémissions d'ordre supérieur à 2, mais à cause du faible rendement de ces transformations, les réémissions d'ordre 1 sont sans doute prépondérantes : elles suffisent à provoquer un accroissement notable de la longueur d'onde.

Comme par ailleurs tous les radiateurs élémentaires, ont toutes les situations possibles par rapport à la source et à la

chambre, le rayonnement secondaire constituera un spectre continu admettant, comme plus courte longueur d'onde, la longueur d'onde primaire, soit $0,016 \text{ \AA}$.

Si on utilise, ce qui est plus correct, le spectre des raies de Thibaud, on obtient le tableau suivant :

Raies primaires en U. X.	Longueurs d'ondes secondaires maxima en U. X.	
	Réémission d'ordre 1	Réémission d'ordre 2
6,95	55,35	103,75
9,92	58,32	106,72
10,94	59,34	107,74
13,20	61,60	110
16	64,40	112,80
20,24	68,64	117,04
23,40	71,80	120,20
26,60	75	123,40
29	77,40	125,80
35,10	84,50	132,90
42,10	90,50	138,90
51,30	99,70	148,10

A chaque raie primaire correspond une bande diffusée dont la largeur augmente avec le numéro de la réémission. Pour la réémission d'ordre 1 la bande diffusée due à la raie la plus courte (6,95) recouvre déjà partiellement la bande diffusée due à la raie la plus longue (51,30). Le recouvrement de toutes les bandes diffusées donne au rayonnement γ secondaire le caractère d'un spectre continu. Son analyse ne peut être faite ni par la méthode de Bragg, ni par la méthode du spectre magnétique des photoélectrons, car elles exigent toutes les deux l'emploi de faisceaux limités en provenance d'une source localisée. On peut cependant déterminer une « longueur d'onde effective secondaire » (évidemment plus grande que la longueur d'onde effective primaire).

Évaluation de la longueur d'onde effective. — Nous emploierons deux méthodes : la première dérivée de la méthode des deux lames d'égale transparence, la deuxième dérivée de la méthode d'absorption unique. Nous obtiendrons ainsi pour le rayonnement γ secondaire des résultats respectivement comparables à ceux obtenus pour le rayonnement γ primaire.

Première méthode. — Utilisons trois petites chambres d'ionisation : la première à paroi d'aluminium, la seconde à paroi d'étain et la troisième à paroi de plomb. L'épaisseur de la paroi d'aluminium sera quelconque (le courant d'ionisation est en effet sensiblement indépendant de l'épaisseur, pourvu qu'elle soit faible). Les épaisseurs des parois de plomb et d'étain seront celles qui donnent l'effet maximum. Dans ces conditions, l'expression analytique du courant dans l'une quelconque de ces chambres est :

$$i = K \cdot s \cdot \alpha \cdot R \cdot (\tau + \sigma_a) \cdot I.$$

Le produit $K \cdot s$ est indépendant de la qualité du rayonnement. Le produit $\alpha \cdot R$ l'est lui aussi très sensiblement. Mais $(\tau + \sigma_a)$ est une fonction de la longueur d'onde. Éclairons donc successivement une petite chambre avec deux rayonnements monochromatiques de longueur d'onde λ_1 et λ_2 et d'intensités I_1 et I_2 .

Les courants d'ionisation seront :

$$i_1 = K \cdot s \cdot \alpha_1 \cdot R_1 (\tau + \sigma_a)_1 \cdot I_1$$

$$i_2 = K \cdot s \cdot \alpha_2 \cdot R_2 (\tau + \sigma_a)_2 \cdot I_2.$$

et leur rapport :

$$\frac{i_1}{i_2} = \frac{\alpha_1 R_1}{\alpha_2 R_2} \cdot \frac{(\tau + \sigma_a)_1}{(\tau + \sigma_a)_2} \cdot \frac{I_1}{I_2}.$$

Mais comme très sensiblement : $\alpha_1 R_1 = \alpha_2 R_2$:

$$\frac{i_1}{i_2} = \frac{(\tau + \sigma_{a'})}{(\tau + \sigma_a)} \cdot \frac{I_1}{I_2}.$$

Le rapport des courants ne sera pas égal au rapport des intensités des rayonnements excitateurs.

Imaginons que les deux rayonnements I_1 et I_2 aient pour longueur d'onde $0,040 \text{ \AA}$ et $0,016 \text{ \AA}$.

Montrons d'abord que $\alpha_1 R_1 = \alpha_2 R_2$. α et R sont fonction de la vitesse des électrons. Dans le cas des électrons de chocs, la courbe de répartition de l'énergie en fonction de l'azimut φ d'émission passe par un maximum pour une valeur de φ très faible correspondant à une valeur de β très élevée et très voisine de β maximum. Nous calculerons donc α et R en fonction de β maximum. β maximum dépend uniquement de la qualité du rayonnement excitateur.

Pour $\lambda_2 = 0,016$	$\beta \text{ max.} = 0,88$
Pour $\lambda_1 = 0,040$	$\beta \text{ max.} = 0,66$

Dans le cas des photoélectrons la vitesse d'émission est une constante déterminée par le quantum du rayonnement excitateur et le travail d'extraction du niveau considéré. Le seul niveau intéressant est, d'après Thibaud, le niveau K.

On aboutit, tous calculs faits, aux résultats suivants :

1° Chambre à paroi d'aluminium :

	Emission d'électrons de choc
$\lambda_2 = 0,016 \text{ \AA}$	$\alpha_2 R_2 = 8,40 \cdot 10^{-4}$
$\lambda_1 = 0,040 \text{ \AA}$	$\alpha_1 R_1 = 8,50 \cdot 10^{-4}$

2° Chambre à paroi d'étain :

Electrons de choc	Emission d'électrons de choc et de photoélectrons
$\lambda_2 = 0,016 \text{ \AA}$	$\alpha_2 R_2 = 12,95 \cdot 10^{-4}$
$\lambda_1 = 0,040 \text{ \AA}$	$\alpha_1 R_1 = 13,90 \cdot 10^{-4}$

Photoélectrons

$$\lambda_2 = 0,016 \text{ \AA}$$

$$\lambda_1 = 0,040 \text{ \AA}$$

$$\alpha_2 R_2 = 14,60 \cdot 10^{-4}$$

$$\alpha_1 R_1 = 13,90 \cdot 10^{-4}$$

3° Chambre à parois de plomb :

Electrons de choc

Emission d'électrons
de choc et de photoélectrons

$$\lambda_2 = 0,016 \text{ \AA}$$

$$\lambda_1 = 0,040 \text{ \AA}$$

$$\alpha_2 R_2 = 16 \cdot 10^{-4}$$

$$\alpha_1 R_1 = 15,40 \cdot 10^{-4}$$

Photoélectrons

$$\lambda_2 = 0,016 \text{ \AA}$$

$$\lambda_1 = 0,040 \text{ \AA}$$

$$\alpha_2 R_2 = 13 \cdot 10^{-4}$$

$$\alpha_1 R_1 = 12,70 \cdot 10^{-4}$$

Conclusion :

$$\alpha R = C^{\text{te}}.$$

Le rapport des courants d'ionisation est donc donné par la relation :

$$\frac{i_1}{i_2} = \frac{\left(\frac{\tau + \sigma_{II}}{\rho} \right)_1}{\left(\frac{\tau + \sigma_{II}}{\rho} \right)_2} \cdot \frac{I_1}{I_2}.$$

En calculant les coefficients d'absorption on obtient :

$$\text{Aluminium} \frac{i_1}{i_2} = 1,45 \cdot \frac{I_1}{I_2}$$

$$\text{Etain} \frac{i_1}{i_2} = 3,33 \cdot \frac{I_1}{I_2}$$

$$\text{Plomb} \frac{i_1}{i_2} = 7,80 \cdot \frac{I_1}{I_2}$$

Ainsi, le rapport des intensités de deux rayonnements monochromatiques différents étant égal à m , le rapport α des courants d'ionisation, provoqués dans une petite cham-

bre par ces deux rayonnements, variera avec le numéro atomique du métal constituant la paroi de la chambre.

$$\alpha = m \cdot f(N).$$

On peut prévoir théoriquement cette variation.

En effet :

$$f(N) = \frac{\left[\frac{\tau + \sigma_a}{\rho} \right]_{\lambda_1}}{\left[\frac{\tau + \sigma_a}{\rho} \right]_{\lambda_2}}$$

$$\frac{\tau}{\rho} = 1,37 \cdot 10^{-2} \cdot \lambda^3 \cdot \frac{N^4}{A} \equiv K_1 \cdot \frac{N^4}{A}$$

en posant :

$$K_1 = 1,37 \cdot 10^{-2} \cdot \lambda^3$$

et :

$$\frac{\sigma_a}{\rho} = \frac{\frac{0,0242}{\lambda}}{\left[1 + \frac{0,0484}{\lambda} \right]^2} \cdot 0,402 \cdot \frac{N}{A} \equiv K_2 \cdot \frac{N}{A}$$

en posant :

$$K_2 = 0,402 \cdot \frac{\frac{0,0242}{\lambda}}{\left[1 + \frac{0,0484}{\lambda} \right]^2}.$$

On a ainsi :

$$\left(\frac{\tau + \sigma_a}{\rho} \right)_{\lambda_1} = \frac{N}{A} (K_2 + K_1 N^3) \dots \left(\frac{\tau + \sigma_a}{\rho} \right)_{\lambda_2} = \frac{N}{A} (K'_2 + K'_1 N^3)$$

Dans K_1 et K_2 intervient λ_1 .

Dans K'_1 et K'_2 intervient λ_2 .

d'où :

$$\alpha = m \frac{K_2 + K_1 N^3}{K'_2 + K'_1 N^3}.$$

Les longueurs d'onde étant fixes et m constant, la seule variable est N .

$$1^0 \quad N = 0$$

$$\alpha = m \frac{K_1}{K_2},$$

ce qui signifie que pour des éléments de faible numéro atomique, l'effet Compton existe seul et α est indépendant de la nature de la paroi.

Si :

$$\lambda_1 = 0,040 \text{ Å} \text{ et } \lambda_2 = 0,016 \text{ Å} \dots \frac{K_1}{K_2} = 1,33 \text{ et } \alpha = 1,33.m.$$

En calculant les coefficients d'absorption vraie de l'oxygène, relatifs à ces deux longueurs d'onde, on obtient :

$$\alpha = 1,36.m.$$

Pour l'aluminium ($N = 13$) : $\alpha = 1,45.m$.

L'aluminium n'est donc pas équivalent à un élément plus léger comme l'oxygène ou le carbone, et ce dernier doit lui être préféré dans la construction des petites chambres exploratrices, destinées à des usages thérapeutiques.

$$2^0 \quad N = \infty$$

$$\alpha = m \frac{K_1}{K_1} \quad \text{ou encore} \quad \alpha = m \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right)^3.$$

ce qui signifie que pour des éléments très lourds, l'effet de fluorescence existe seul et que α est indépendant de la nature de la paroi. Si $\lambda_1 = 0,040 \text{ Å}$ et $\lambda_2 = 0,016 \text{ Å}$.

$$\alpha = 15,60.m$$

Avec le plomb, nous avons obtenu :

$$\alpha = 7,80.m$$

Le plomb n'absorbe donc pas uniquement par fluorescence dans le domaine spectral qui nous intéresse. Ce qui est intéressant, c'est que les éléments de rang atomique élevé donneront de m une valeur très surestimée, alors que les éléments de rang atomique faible en donneront une valeur assez voisine de la valeur réelle.

$$3^0 \quad \alpha \neq 0 \text{ toujours.}$$

$$4^0 \quad \frac{\partial \alpha}{\partial N} = m \frac{3N^2 [K_1 K_2' - K_1' K_2]}{(K_2' + K_1' N^2)^2}.$$

Il n'y a que deux valeurs de N qui annulent $\frac{d\alpha}{dN}$. Ce sont $N = 0$ et $N = \infty$, ainsi :

$$\begin{aligned} N &= 0 \\ \alpha &= m \frac{K_2}{K_2'} \end{aligned}$$

conditionnent un minimum,
et :

$$\begin{aligned} N &= \infty \\ \alpha &= m \frac{K_1}{K_1'} \end{aligned}$$

conditionnent un maximum.

Entre ces points extrêmes la fonction $\alpha = mf(N)$ est sans cesse croissante.

Appliquons ces résultats à l'analyse du spectre secondaire de l'eau.

Nous pouvons résumer ainsi :

Milieu eau indéfini.

Profondeur δ .

Rayonnement primaire.

$$\lambda_{\text{eff}} = 0,016 \text{ \AA} \text{ pour l'eau.}$$

Effet produit :

Rayonnement secondaire $\mathfrak{J}_0 e^{-\mu \delta}$.

Spectre continu dont la plus courte longueur d'onde est 0,016 Å.

Effet produit :

$$\mathfrak{J}_1 - \mathfrak{J}_0 e^{-\mu \delta}.$$

Rapport des effets :

$$\frac{\mathfrak{J}_1 - \mathfrak{J}_0 e^{-\mu \delta}}{\mathfrak{J}_0 e^{-\mu \delta}}.$$

Rapport des intensités de rayonnement : m .

$$\frac{\mathfrak{J}_1 - \mathfrak{J}_0 e^{-\mu \delta}}{\mathfrak{J}_0 e^{-\mu \delta}} = \frac{\left[\frac{\tau + \sigma_a}{\rho} \right]_{\text{sec}}}{\left[\frac{\tau + \sigma_a}{\rho} \right]_{\text{prim}}} \cdot m.$$

en désignant par $\left[\frac{\tau + \sigma_a}{\rho} \right]_{\text{sec}}$ le coefficient moyen d'absorption vraie du spectre secondaire par la paroi de la chambre.

Avec une chambre à mince paroi d'aluminium, on fera, d'abord dans l'air, ensuite dans l'eau, une série de mesures pour des distances source-chambre croissantes. On pourra ainsi construire une courbe donnant la variation, en fonction de la profondeur, du rapport :

$$\frac{\mathfrak{J}_1 - \mathfrak{J}_0 e^{-\mu \delta}}{\mathfrak{J}_0 e^{-\mu \delta}}.$$

On referra les deux séries de mesures avec des chambres à mince paroi d'étain et de plomb, et on construira les

courbes correspondantes. Si le rayonnement γ secondaire est plus mou que le rayonnement γ primaire, le rapport

$$\frac{\mathfrak{J}_1 - \mathfrak{J}_0 e^{-\mu \delta}}{\mathfrak{J}_0 e^{-\mu \delta}}$$

devra, à toute profondeur, croître avec le numéro atomique de la paroi.

Cela fait, il sera possible d'évaluer la longueur d'onde effective secondaire de la façon suivante :

En posant :

$$\alpha = \frac{\mathfrak{J}_1 - \mathfrak{J}_0 e^{-\mu \delta}}{\mathfrak{J}_0 e^{-\mu \sigma}} .$$

Nous pouvons écrire les trois relations :

$$\begin{aligned} \alpha_{\text{Alum}} &= \frac{\left[\frac{\tau + \sigma_a}{\rho} \right]_{\text{Al sec}}}{\left[\frac{\tau + \sigma_a}{\rho} \right]_{\text{Al prim}}} . m \\ \alpha_{\text{Sn}} &= \frac{\left[\frac{\tau + \sigma_a}{\rho} \right]_{\text{Sn sec}}}{\left[\frac{\tau + \sigma_a}{\rho} \right]_{\text{Sn prim}}} . m \\ \alpha_{\text{Pb}} &= \frac{\left[\frac{\tau + \sigma_a}{\rho} \right]_{\text{Pb sec}}}{\left[\frac{\tau + \sigma_a}{\rho} \right]_{\text{Pb prim}}} . m \end{aligned}$$

En comparant à α_{Al} respectivement α_{Sn} et α_{Pb} on arrive aux deux relations :

$$\frac{\left[\frac{\tau + \sigma_a}{\rho} \right]_{\text{Sn sec}}}{\left[\frac{\tau + \sigma_a}{\rho} \right]_{\text{Al sec}}} = \frac{\alpha_{\text{Sn}}}{\alpha_{\text{Al}}} \cdot \frac{\left[\frac{\tau + \sigma_a}{\rho} \right]_{\text{Sn prim}}}{\left[\frac{\tau + \sigma_a}{\rho} \right]_{\text{Al prim}}}$$

et :

$$\frac{\left[\frac{\tau + \sigma_a}{\rho} \right]_{\text{Pb sec}}}{\left[\frac{\tau + \sigma_a}{\rho} \right]_{\text{Al sec}}} = \frac{\alpha_{\text{Pb}}}{\alpha_{\text{Al}}} \cdot \frac{\left[\frac{\tau + \sigma_a}{\rho} \right]_{\text{Pb prim}}}{\left[\frac{\tau + \sigma_a}{\rho} \right]_{\text{Al prim}}}$$

Nous avons estimé la qualité moyenne du rayonnement γ primaire par la méthode des absorptions comparées et nous avons obtenu pour la longueur d'onde effective les deux valeurs suivantes :

$\lambda_{\text{eff prim}} = 48 \text{ UX}$ en analysant le rayonnement par le système Pb-Al.

$\lambda_{\text{eff prim}} = 42 \text{ UX}$ en analysant le rayonnement par le système Sn-Al.

De ces valeurs nous tirons que :

$$\frac{\left[\frac{\tau + \sigma_a}{\rho} \right]_{\text{Pb prim}}}{\left[\frac{\tau + \sigma_a}{\rho} \right]_{\text{Al prim}}} = 12 \quad \text{et} \quad \frac{\left[\frac{\tau + \sigma_a}{\rho} \right]_{\text{Sn prim}}}{\left[\frac{\tau + \sigma_a}{\rho} \right]_{\text{Al prim}}} = 2,70$$

d'où :

$$\frac{\left[\frac{\tau + \sigma_a}{\rho} \right]_{\text{Sn sec}}}{\left[\frac{\tau + \sigma_a}{\rho} \right]_{\text{Al sec}}} = 2,70 \frac{\alpha_{\text{Sn}}}{\alpha_{\text{Al}}} \quad \text{et} \quad \frac{\left[\frac{\tau + \sigma_a}{\rho} \right]_{\text{Pb sec}}}{\left[\frac{\tau + \sigma_a}{\rho} \right]_{\text{Al sec}}} = 12 \frac{\alpha_{\text{Pb}}}{\alpha_{\text{Al}}}$$

A toute profondeur, α_{Sn} , α_{Pb} et α_{Al} sont connus. Par conséquent, les rapports des coefficients moyens d'absorption vraie du rayonnement γ secondaire le sont aussi. Or, à tout rapport entre ces coefficients, il est possible de faire correspondre une longueur d'onde : ce sera la « longueur d'onde effective ».

Première expérimentation. — Elle a été faite avec trois chambres différentes :

Chambre n° 1. — Paroi d'aluminium de 80/100 de millimètre d'épaisseur.

Chambre n° 2. — Paroi d'étain de 6/100 de millimètre d'épaisseur.

Chambre n° 3. — Paroi de plomb de 4/100 de millimètre d'épaisseur.

Nous avons, avec chaque chambre, effectué pour plusieurs distances chambre-source, trois séries de mesures :

1° mesures dans l'air ;

2° mesures en milieu eau indéfini (fantôme plein d'eau) ;

3° mesures en milieu eau limité (fantôme où la surface de séparation du milieu eau et du milieu air est au niveau de la source).

En milieu eau limité, il manque donc la couche d'eau d'au delà la source.

Comme conséquence de cette absence :

1° le rayonnement γ secondaire du milieu eau limité doit être moins abondant que celui du milieu eau indéfini ;

2° il doit être moins mou.

La première proposition se passe d'explication : il suffit de remarquer que la réémission est un effet de volume.

La deuxième proposition s'explique à partir de la dissymétrie qualitative de la réémission suivant Compton. Un examen géométrique du milieu indéfini conduit à le séparer en trois couches responsables des rayonnements γ secondaires suivants :

1° couche d'eau d'au delà la source :

Rayonnement γ secondaire compris entre 0,0402 Å et 0,0644 Å. *Rayonnement mou.*

2° couche d'eau d'au delà la chambre :

Rayonnement γ secondaire compris entre 0,0402 Å et 0,0644 Å. *Rayonnement mou.*

3° couche d'eau située entre la source et la chambre.

Rayonnement γ secondaire dont la plus courte longueur d'onde est $0,016 \text{ \AA}$ et dont la plus grande est comprise entre $0,0402 \text{ \AA}$ et $0,0644 \text{ \AA}$, sans qu'il soit possible de préciser davantage. Rayonnement moins mou que dans les deux cas précédents.

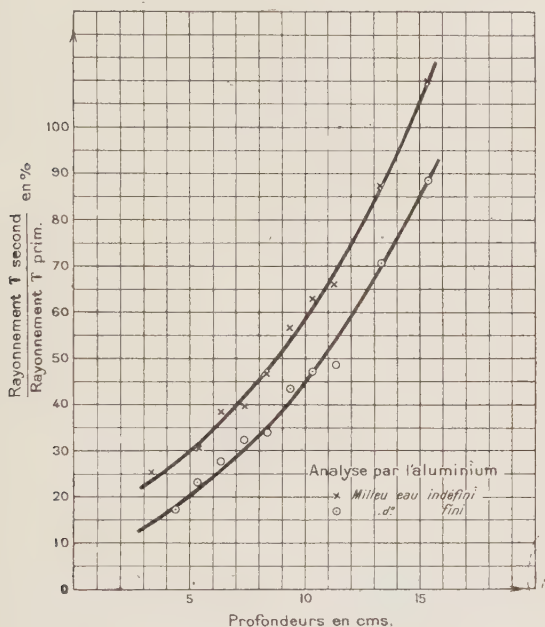


Fig. 25.

En milieu limité on supprime l'une des deux couches donnant du rayonnement mou : on améliore donc la qualité du faisceau γ secondaire.

La figure 25 montre les résultats obtenus avec l'aluminium ; la figure 26 ceux obtenus avec l'étain et la figure 27 ceux obtenus avec le plomb. Dans les trois cas la courbe

$\frac{\text{effet secondaire}}{\text{effet primaire}} = f(\text{profondeur})$ obtenue en milieu limité est situé en dessous de celle obtenue en milieu indéfini : la quantité de rayonnement γ secondaire en milieu limité est donc inférieure à celle en milieu indéfini. Le rapport

$$\frac{\text{réémission des couches d'au delà la source}}{\text{réémission totale}}$$

diminue quand augmente la distance source-chambre.

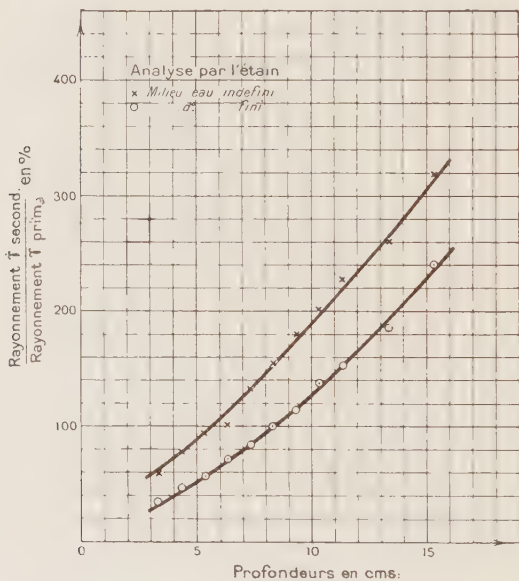


Fig. 26.

Les valeurs extrêmes obtenues avec la chambre en plomb qui donne les plus gros courants et est, par conséquent, la plus sensible, sont 47 % à 3 cm. et 18 % à 16 cm.

L'apport des couches d'au delà la source, dans le phénomène global de la réémission, diminue à mesure qu'augmente la distance source-chambre.

Si on examine les courbes obtenues, en milieu eau indéfini, par exemple, avec les trois chambres, on constate qu'à toute profondeur, le rapport $\frac{\text{effet } \gamma \text{ secondaire}}{\text{effet } \gamma \text{ primaire}}$ augmente avec le numéro atomique de la paroi.

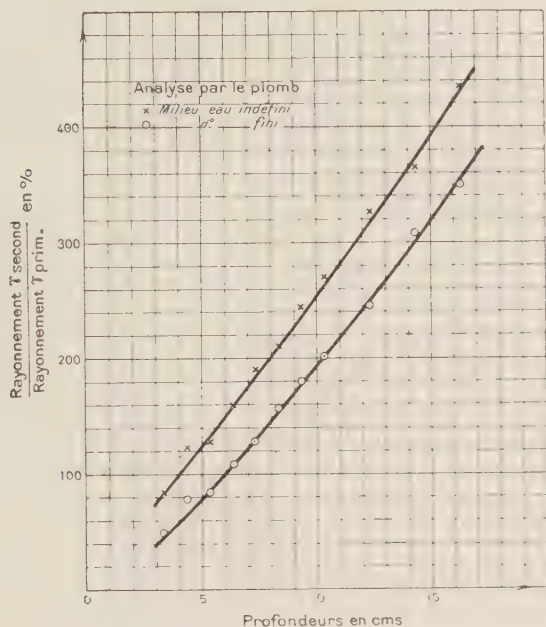


Fig. 27.

Le rayonnement γ secondaire est donc plus mou que le rayonnement γ primaire dont il provient.

Nous avons essayé d'estimer sa qualité en utilisant les relations établies à la page 95.

Nous avons obtenu le tableau suivant :

δ en cm	Longueur d'onde effective secondaire en U. X.			
	Analyse par le système Pb-Al		Analyse par le système Sn-Al	
	Milieu indéfini	Milieu limité	Milieu indéfini	Milieu limité
5	84	82,80	69	65,60
6	86,40	83	70	65,60
7	87	84,30	71,30	67,20
8	88,20	85,70	72,20	67,50
9	88	86	72,20	68,10
10	87	86	72,10	68,70
11	86,40	86,40	71,70	67,50
12	85	84,60	71,70	67,20
13	84	83	70,60	67,20
14	82,80	82,30	69,40	67
15	81	81,40	68,30	66,70
16	80	80,60	67,50	66,30

On obtient deux séries de résultats avec le système étain-aluminium et deux séries différentes de résultats avec le système plomb-aluminium.

Pour chaque système les nombres de la série caractérisant le milieu limité sont systématiquement inférieurs à ceux de la série caractérisant le milieu indéfini : le rayonnement γ secondaire est donc moins mou en milieu limité qu'en milieu indéfini.

L'écart entre les longueurs d'onde effectives caractéristiques de ces deux milieux diminue avec la profondeur. Aux grandes profondeurs, elles se confondraient : les rayonnements des deux milieux auraient alors même qualité. Ce résultat est en bon accord avec ce que nous avons montré plus haut, à savoir que l'apport des couches d'au delà la source dans le phénomène global de la réémission diminue avec la profondeur.

Si on compare les séries qui se correspondent dans les deux couples, par exemple les séries obtenues pour le milieu indéfini, on constate que les valeurs absolues des longueurs d'onde effectives, sont très nettement différentes.

Il y a peut-être dans cette première série d'expériences, une légère cause d'erreur. Nous avons supposé, dans les calculs, que les épaisseurs des parois lourdes étaient celles qui donnent l'effet maximum. En réalité les épaisseurs utilisées furent : 4/100 de mm. de plomb et 6/100 de mm. d'étain. Si on se reporte aux courbes des figures 17 et 18, on s'aperçoit que l'épaisseur de plomb est supérieure à celle du maximum et l'épaisseur d'étain inférieure.

L'expression analytique du courant dans la chambre de plomb est donc :

$$i = K.S.z.R.(\tau + \sigma_a)I_0 e^{-\mu'\delta}$$

tandis que nous avons adopté l'expression caractéristique du maximum.

$$i = K.S.z.R.(\tau + \sigma_a)I_0.$$

La présence de l'exponentielle $e^{-\mu'\delta}$ peut avoir une répercussion sur les résultats, surtout quand on applique cette relation au rayonnement γ secondaire plus mou.

Dans le cas de l'étain, il se peut qu'en plus de l'émission de l'étain nous mesurions aussi l'effet de l'émission du support incomplètement absorbée par le trop mince revêtement lourd.

Or, le celluloïd composé d'éléments de numéros atomiques faibles, amplifie le rapport $\frac{\text{rayon. } \gamma \text{ secondaire}}{\text{rayon. } \gamma \text{ primaire}}$ moins que l'étain. Par ailleurs, son émission électronique subit une absorption partielle dans l'étain ; et cette absorption est dissymétrique, les électrons excités par le rayonnement γ secondaire étant plus lents et par suite plus absorbés que ceux excités par le rayonnement γ primaire. Cette dissymétrie a pour effet de réduire encore le rapport $\frac{\text{effet } \gamma \text{ secondaire}}{\text{effet } \gamma \text{ primaire}}$ fourni par le celluloïd.

Deuxième expérimentation. — Nous l'avons conduite de la manière suivante :

Nous avons utilisé plusieurs épaisseurs de paroi qui ont été :

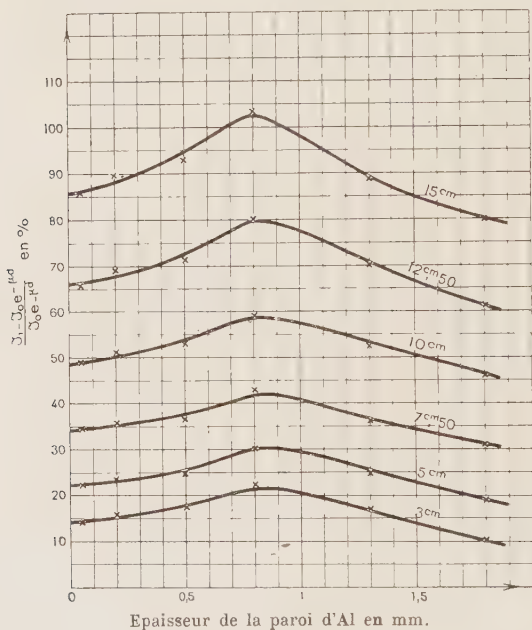


Fig. 28.

Plomb		Etain		Aluminium
4/100 de mm.		6/100 de mm.		5/100 de mm.
12/100 »		20/100 »		20/100 »
50/100 »		50/100 »		50/100 »
		100/100 »		80/100 »
				130/100 »
				180/100 »

Pour chaque épaisseur, nous avons fait une série de mesures dans l'air et une série de mesures dans l'eau (milieu

indéfini). Nous avons ainsi, pour cette épaisseur, la variation, avec la profondeur, du rapport $\frac{\text{effet } \gamma \text{ secondaire}}{\text{effet } \gamma \text{ primaire}}$.

Nous opérons de même pour les épaisseurs suivantes. Pour un métal déterminé, nous pouvons ainsi tracer les courbes donnant, aux différentes profondeurs, la variation, avec l'épaisseur de la paroi, du rapport $\frac{\text{effet } \gamma \text{ secondaire}}{\text{effet } \gamma \text{ primaire}}$.

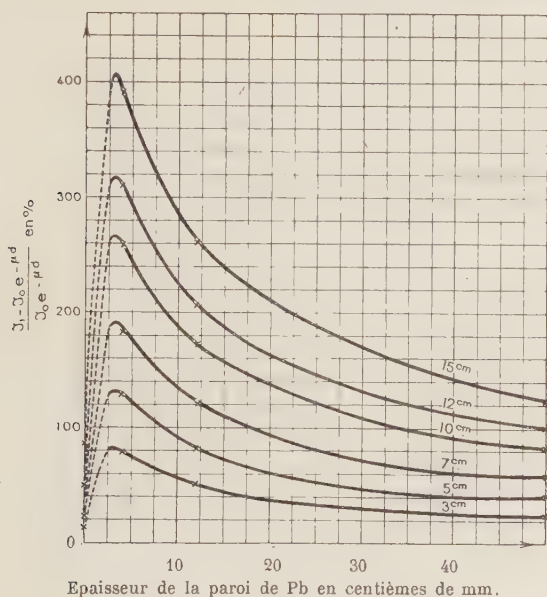


Fig. 29.

Les résultats de cette expérimentation ont servi à construire les courbes des figures 28, 29 et 30.

Quelle que soit la paroi, toutes les courbes d'un réseau commencent par croître avec l'épaisseur, passent par un maximum et décroissent ensuite. Les valeurs du rapport $\frac{\text{effet secondaire}}{\text{effet primaire}}$ pour une épaisseur de métal nulle ont été obtenues en extrapolant les courbes fournies par l'alumi-

nium et représentent l'effet du support en celluloid. Le rapport de l'effet maximum d'un métal quelconque à l'effet du support est d'autant plus grand que le numéro atomique du métal est lui-même plus élevé. Ce maximum se produit pour une épaisseur d'autant plus faible que le métal est plus lourd. Ces résultats sont ceux que l'on devait normalement attendre. Après le maximum, la décroissance de la

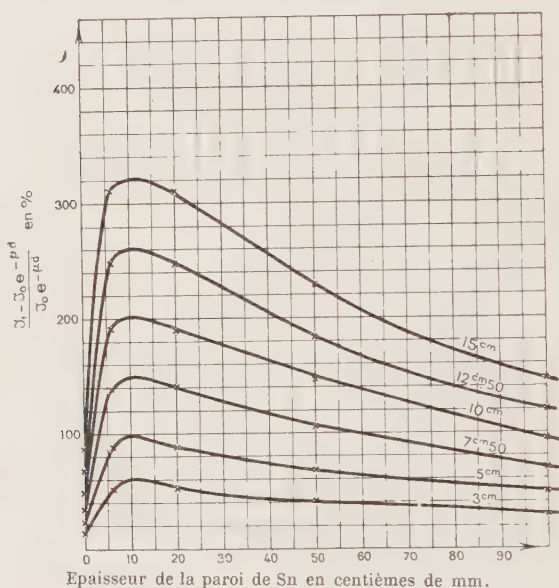


Fig. 30.

courbe est d'autant plus rapide que le numéro atomique du métal analyseur est plus grand. Ce résultat peut être prévu. Dans cette région de la courbe, le rapport de l'effet secondaire à l'effet primaire est donné par la relation :

$$\frac{i_1}{i_2} = \frac{x_1 R_1 (\tau + \sigma_a)_1 I_1 e^{-\mu'_1 d}}{x_2 R_2 (\tau + \sigma_a)_2 I_2 e^{-\mu'_2 d}} = \frac{(\tau + \sigma_a)_1}{(\tau + \sigma_a)_2} \cdot \frac{I_1}{I_2} \cdot e^{-(\mu'_1 - \mu'_2) d}$$

$(\mu'_1 - \mu'_2)$ est la différence entre les coefficients d'absorption dans la paroi des rayonnements γ secondaire et primaire. Or, $(\mu'_1 - \mu'_2)$ augmente avec le numéro atomique de la paroi.

Les courbes de la figure 31 représentent aux différentes profondeurs dans l'eau, la variation, avec le numéro ato-

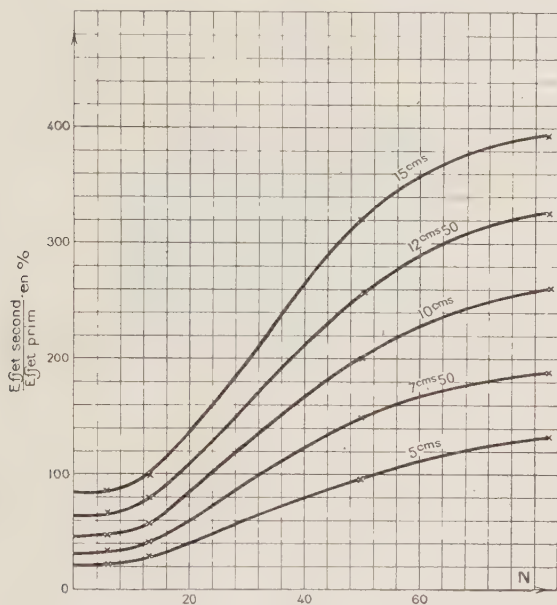


Fig. 31.

mique de la paroi, du rapport maximum de l'effet secondaire à l'effet primaire.

Dans le cas du plomb, le maximum n'étant pas exactement déterminé, nous avons adopté la valeur qui correspond à une épaisseur de paroi de $4/100$ de millimètre. L'erreur ainsi commise n'est certainement pas considérable. Les points marqués sur les courbes correspondent au carbone ($N = 6$) à l'aluminium ($N = 13$), à l'étain ($N = 50$) et au

plomb ($N = 82$). On retrouve les prévisions théoriques des pages 91 et 92.

L'examen des courbes montre que les résultats de la première expérimentation étaient déjà très satisfaisants. L'écart entre les résultats de l'analyse par les deux systèmes Pb-Al et Sn-Al demeure donc entier.

Essai d'explication des résultats. — L'expérience montre que, chaque fois qu'on essaye d'évaluer, par la méthode des deux lames, la longueur d'onde effective d'un spectre complexe, la valeur trouvée est d'autant plus grande que



Fig. 32.

le numéro atomique de l'écran lourd est plus élevé. En analysant le rayonnement γ primaire, plus dur que celui qui nous occupe en ce moment, nous avons rencontré ce phénomène. On le retrouve dans le cas d'un rayonnement plus mou, fourni par l'anticathode de tungstène d'un tube de Coolidge alimenté par une « tension constante » sous 200.000 volts. La figure 32 reproduit le spectre du faisceau nu (sans filtration) donné par le cristal de sel gemme d'un spectrographe de Seeman pour courtes longueurs d'onde. Ce cliché montre une impression intense entre les elongations 7 et 22 mm. qui correspondent aux réflexions du premier ordre des longueurs d'onde 0,09 Å et 0,29 Å. En réalité l'impression photographique devrait débiter à 4,80 mm. ($\lambda = 0,0625$ Å = longueur d'onde minimum pour 200.000 volts) et se poursuivre au delà de 0,29. (Sur le

cliché original on voit effectivement une légère impression photographique entre 0,29 et 0,50 : elle a disparu à la reproduction). Sur le fond continu se détachent les raies intenses de l'A. C. doublet $\alpha_1 - \alpha_2$ ($\lambda_{\alpha_2} = 0,213 \text{ \AA}$, $\lambda_{\alpha_1} = 0,208 \text{ \AA}$), doublet $\beta_1 - \beta_2$ ($\lambda_{\beta_2} = 0,179 \text{ \AA}$, $\lambda_{\beta_1} = 0,184 \text{ \AA}$) doublets non résolus par suite de l'insuffisance du pouvoir séparateur du cristal. Ce rayonnement est complexe : il comprend des raies intenses sur un fond continu occupant deux octaves.



Fig. 33.

La figure 33 montre l'analyse de ce même faisceau, filtré sur 2 mm. de zinc. Le fond continu ne comprend guère plus d'un octave (0,09-0,18). La qualité moyenne du faisceau encore très complexe a donc été améliorée.

Nous avons évalué les longueurs d'ondes effectives du faisceau nu (fig. 32), du faisceau filtré sur 1 mm. de zinc, et du faisceau filtré sur 2 mm. de zinc (fig. 33) par les deux méthodes de Dauvilliers et de Duane. Voici les résultats :

Filtration en mm de zinc	Longueur d'onde effectives en $\text{\AA}$	
	Méthode Duane	Méthode Dauvilliers
0	0,171	0,192
1	0,152	0,179
2	0,149	0,158

L'analyse par le système aluminium-argent (méthode Dauvilliers) fournit des longueurs d'onde effectives systématiquement supérieures à celles de l'analyse par le système aluminium-cuivre (méthode Duane). Il n'est donc pas étonnant que l'analyse du rayonnement γ secondaire de l'eau par absorption comparée n'ait pas fourni des résultats concordants : on pourrait même peut-être voir dans cette discordance la preuve de la complexité de ce rayonnement, de l'existence d'un fond continu.

Les résultats de cette première expérimentation sont purement qualitatifs, car il est impossible d'interpréter correctement une analyse faite par la méthode des absorptions comparées. Cette interprétation devient au contraire facile quand on emploie la méthode d'absorption unique.

Deuxième méthode. — La courbe donnant, en fonction de l'épaisseur de la paroi, le courant d'ionisation dans une petite chambre à paroi lourde, présente une branche descendante gouvernée par l'exponentielle $e^{-\mu'x}$ qui correspond à l'absorption, dans la paroi, du rayonnement γ excitateur. A cause de la forme cylindrique de la chambre, la plupart des rayons parcourent dans la paroi des chemins bien supérieurs à l'épaisseur. Aussi ne peut-on obtenir, à partir de la branche descendante la valeur exacte du coefficient μ d'absorption, dans la paroi, du rayonnement γ utilisé. On obtient une valeur μ' bien supérieure à μ .

Comme les épaisseurs des parois lourdes sont toujours très faibles (quelques centièmes de millimètre) :

$$\mu' = \left| \frac{1}{i} \cdot \frac{\Delta i}{\Delta x} \right|$$

i est le courant d'ionisation pour une épaisseur de paroi x , légèrement supérieure à celle qui donne l'effet maximum, et Δi la diminution du courant après une augmentation Δx de l'épaisseur.

Si nous disposons de deux rayonnements monochroma-

tiques de longueurs d'onde λ_1 et λ_2 et si nous relevons, avec chacun d'eux, la courbe $i = \varphi(d)$ nous obtiendrons les relations :

$$\mu'_1 = \left| \frac{1}{i_1} \cdot \frac{\Delta i_1}{\Delta x} \right| \quad \mu'_2 = \left| \frac{1}{i_2} \cdot \frac{\Delta i_2}{\Delta x} \right|.$$

Δx étant le même dans les deux cas.

d'où :

$$\frac{\mu'_1}{\mu'_2} = \frac{\mu_1}{\mu_2} = \frac{i_2}{i_1} \cdot \frac{\Delta i_1}{\Delta i_2}.$$

Cette méthode ne peut donner la valeur vraie du coefficient d'absorption d'un rayonnement γ déterminé, mais elle peut fournir le rapport des coefficients d'absorption de deux rayonnements γ différents.

Si l'une des deux longueurs d'onde est inconnue, elle permettra de l'évaluer. Supposons en effet que λ_1 soit connue et λ_2 inconnue. Nous commencerons par déterminer le coefficient exact d'absorption, dans de faibles épaisseurs du métal lourd, du rayonnement connu λ_1 . Puis avec une petite chambre à mince paroi du même métal nous déterminerons le rapport $\frac{\mu_1}{\mu_2} = m$, comme il vient d'être dit. Nous en tirerons le coefficient exact d'absorption, dans ce métal, du rayonnement de longueur d'onde inconnue λ_2 .

$$\mu_2 = \frac{\mu_1}{m}.$$

La loi de variation, en fonction de la longueur d'onde, du coefficient d'absorption du métal utilisé fera connaître λ_2 .

Pour analyser le rayonnement γ secondaire de l'eau, prenons une chambre à parois d'étain. Nous ferons d'abord dans l'air, ensuite dans l'eau, et pour plusieurs distances source-chambre δ , plusieurs mesures du courant d'ionisation en fonction de l'épaisseur d de la paroi.

Les courbes obtenues dans l'air seront : $I_0 = I_{\text{prim}} = \varphi_1(d)$ celles obtenues dans l'eau $I_1 = \varphi_2(d)$. On en tirera les courbes :

$$I_{\text{sec}} = I_1 - I_0 e^{-\mu \delta} = \varphi_3(d).$$

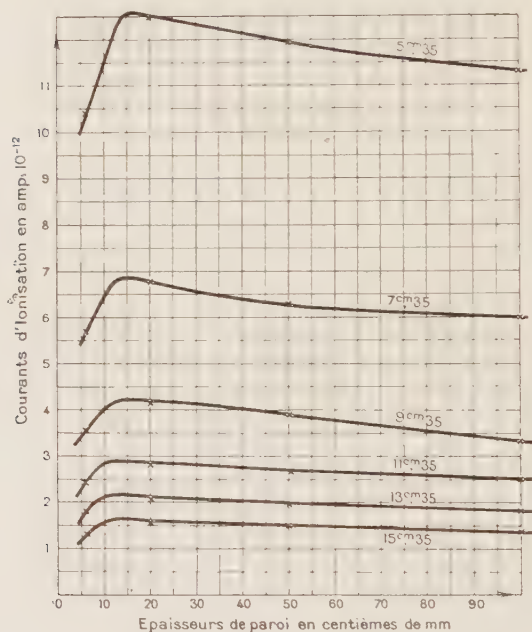


Fig. 34.

On aura en définitive deux réseaux de courbes : le réseau $I_{\text{prim}} = \varphi_1(d)$ pour un certain nombre de distances source-chambre δ et le réseau $I_{\text{sec}} = \varphi_3(d)$ pour les mêmes distances.

A partir des branches descendantes des courbes qui se correspondent dans les deux réseaux on obtiendra les rap-

ports $\frac{\mu_{\text{prim}}}{\mu_{\text{sec}}}$ aux différentes profondeurs.

$\frac{\mu}{\rho}$ primaire pour l'étain est 0,066 (épaisseur nulle). On aura donc, aux différentes profondeurs dans l'eau, la valeur du coefficient $\frac{\mu}{\rho}$ secondaire. Les relations combinées de

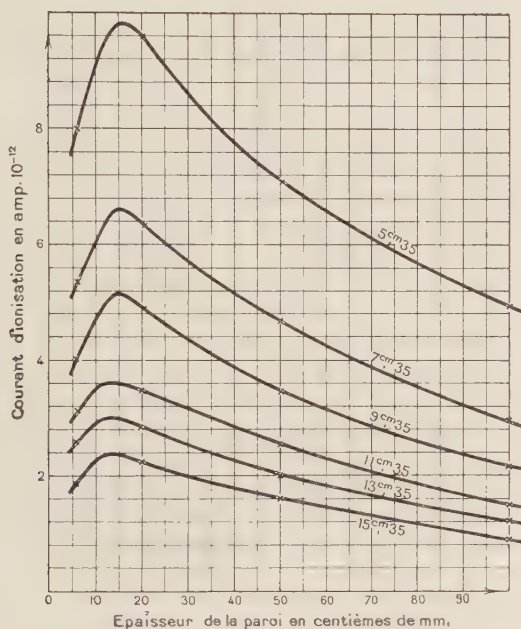


Fig. 35.

Richtmyer et de Compton donneront la longueur d'onde effective. Les résultats obtenus avec l'étain sont reportés sur les figures 34 et 35 relatives l'une au rayonnement γ primaire, l'autre au rayonnement γ secondaire.

Les branches descendantes des courbes secondaires ont une pente supérieure à celle des branches descendantes des courbes primaires. Ce résultat caractérise la différence des qualités des deux rayonnements.

Le tableau suivant constitue l'interprétation des résultats fournis par l'étain :

Profondeur dans l'eau en cm	$\frac{\mu_{\text{sec}}}{\mu_{\text{prim}}}$	$\frac{\mu}{\rho}$ prim en C. G. S.	$\lambda_{\text{eff prim}}$ en U. X.	$\frac{\mu}{\rho}$ sec en C. G. S.	$\lambda_{\text{eff sec}}$ en U. X.	$\frac{\lambda_{\text{sec}}}{\lambda_{\text{prim}}}$ moyen
5,35	5,10	0,066	23,30	0,330	68,30	2,91
7,35	4,92	»	»	0,324	67,70	
9,35	5,11	»	»	0,336	68,80	
11,35	4,83	»	»	0,318	67,10	
13,35	5	»	»	0,329	68,30	
15,35	4,86	»	»	0,320	67,40	

Nous avons effectué la même expérimentation avec des chambres à parois de plomb, dont les épaisseurs ont été 4/100, 12/100 et 30/100 de millimètre. Ces épaisseurs ne donnent que la partie descendante de la courbe $i = \varphi(d)$.

Mais dans le cas présent, c'est uniquement elle qui nous intéresse. Nous ne reproduisons pas les courbes obtenues : nous donnons seulement leur interprétation consignée dans le tableau suivant :

Profondeur dans l'eau en cm	$\frac{\mu_{\text{sec}}}{\mu_{\text{prim}}}$	$\frac{\mu}{\rho}$ prim en C. G. S.	$\lambda_{\text{eff prim}}$ en U. X.	$\frac{\mu}{\rho}$ sec en C. G. S.	$\lambda_{\text{eff sec}}$ en U. X.	$\frac{\lambda_{\text{sec}}}{\lambda_{\text{prim}}}$ moyen
5,35	12,60	0,154	31	1,94	88,80	2,68
7,35	12,30	»	»	1,90	88,20	
9,25	11,40	»	»	1,75	86	
11,35	8,45	»	»	1,30	78	
13,35	8,20	»	»	1,25	77	
15,35	9,10	»	»	1,40	80	

La méthode d'absorption unique donne, pour la longueur d'onde effective d'un rayonnement complexe, des résultats qui dépendent du numéro atomique de l'élément absorbant (voir chapitre II).

Pour le rayonnement γ primaire, nous avons trouvé :

Nature de l'écran	Longueur d'onde effective en U. X.
Plomb (épaisseur de quelques centièmes de millimètre) . .	31
Etain (épaisseur de quelques centièmes de millimètre) . .	23,30
Eau	16
Aluminium	15

La longueur d'onde effective augmente à peu près linéairement avec le numéro atomique de l'élément. Dans le cas du rayonnement γ secondaire, les analyses faites avec le plomb et l'étain indiquent une variation du même genre :

Valeur moyenne de la longueur d'onde effective secondaire obtenue avec le plomb : 83 U. X.

Valeur moyenne de la longueur d'onde effective secondaire obtenue avec l'étain : 68 U. X.

L'analyse par l'aluminium, donnerait une longueur d'onde effective inférieure à celle donnée par l'étain. Mais cette analyse est impossible, car, dans les chambres à parois légères, la partie descendante de la courbe $i = \varphi(d)$ est remplacée par une horizontale. Aussi, calculerons-nous les longueurs d'onde effectives correspondant à des éléments légers, en admettant que, quel que soit le numéro atomique de l'élément, le rapport de la longueur d'onde effective secondaire à la longueur d'onde effective primaire est constant et égal à 2,79. Cette opération équivaut à admettre pour le rayonnement γ secondaire comme pour le rayon-

nement γ primaire, une variation linéaire de la longueur d'onde effective en fonction du numéro atomique.

On obtient les résultats suivants :

Nature de l'élément	Longueur d'onde effective secondaire
Plomb	83
Etain	68
Eau	44,50
Aluminium	42

Passage de l'intensité apparente à l'intensité réelle du rayonnement de diffusion. — En désignant par I et I' les intensités vraies des rayonnements et par δ et δ' , les effets produits, nous avons établi la relation :

$$\frac{\delta}{\delta'} = \frac{\left[\frac{\tau + \sigma_a}{\rho} \right]_{\text{sec}}}{\left[\frac{\tau + \sigma_a}{\rho} \right]_{\text{prim}}} \cdot \frac{I}{I'}.$$

Si l'on connaît les qualités des deux rayonnements, on peut passer de la connaissance de $\frac{\delta}{\delta'}$ à celle de $\frac{I}{I'}$.

Pour l'aluminium, les longueurs d'onde effectives secondaire et primaire sont respectivement 42 et 15 U. X. et le rapport des coefficients d'absorption vraie 1,53.

$$\frac{\delta}{\delta'} = 1,53 \frac{I}{I'}.$$

En reprenant les valeurs de $\frac{\delta}{\delta'}$ données à la page 79, nous en tirons les valeurs de $\frac{I}{I'}$.

Profondeur en cm	Rapport des courants d'ionisation provoqués dans la chambre en Al. par les rayonnements γ secondaire et primaire, c'est-à-dire $\frac{\mathfrak{J}}{\mathfrak{J}'}$ en o/o.	Rapport des intensités secondaire et primaire, c'est-à-dire : $\frac{I}{I'} = \frac{1}{1,53} \cdot \frac{\mathfrak{J}}{\mathfrak{J}'}$ en o/o.
5,35	30,80	20,10
6,35	38,10	25,20
7,35	39,50	25,10
8,35	47,20	30,90
9,35	56,90	37,10
10,35	63,20	41,10
11,35	66	43,10
13,35	88	57,50
15,35	109,40	71,20

La transparence du milieu eau indéfini trouvée avec la chambre en aluminium n'est qu'apparente : elle est due à un hasard qui nous a fait choisir comme paroi l'aluminium.

La répartition du rayonnement γ d'une source unique en milieu eau indéfini n'est donc pas donnée par la relation simple $I = \frac{KM}{\delta^2}$. Elle obéit à la loi $I = \frac{KM}{\delta^2} e^{-\sigma_a \delta}$. σ_a est le coefficient d'absorption vraie suivant Compton et la relation précédente indique qu'il faut seulement tenir pour définitivement disparue dans une pellicule sphérique l'énergie transformée en émission électronique.

Dans le vide l'énergie E_0 d'une onde sphérique se conserve au cours de la propagation.

Dans l'eau, elle diminue par suite de l'absorption, si bien que l'énergie primaire sur la sphère de rayon R est :

$$E_1 = E_0 e^{-\mu R}.$$

L'absorption totale sur le trajet R est :

$$W_1 = E_{0,1} - e^{-\mu R}.$$

Mais l'absorption vraie sur ce même parcours n'est que :

$$W_2 = E_0 [1 - e^{-\sigma_a R}].$$

L'énergie apparemment absorbée, c'est-à-dire réémise par dispersion est donc :

$$W_1 - W_2 = E_0 [e^{-\tau_a R} - e^{-\mu R}].$$

C'est l'énergie secondaire sur la sphère R.

Le rapport $\frac{\text{Rayonnement } \gamma \text{ secondaire}}{\text{Rayonnement } \gamma \text{ primaire}}$ devient donc :

$$m = \frac{e^{-\sigma_a R} - e^{-\mu R}}{e^{-\mu R}} = e^{+R(\mu - \sigma_a)} - 1.$$

Mais la fluorescence étant négligeable :

$$\mu - \sigma_a = \sigma_s$$

et par suite :

$$m = e^{+\tau_s R} - 1.$$

D'après Compton :

$$\frac{\sigma_s}{\rho} = 0,63 \cdot \frac{\sigma}{\rho} \quad \text{pour} \quad \lambda = 16 \text{ U. X.}$$

ce qui donne dans le cas de l'eau :

$$\frac{\sigma_s}{\rho} = 0,63 \times 0,055 = 0,0346.$$

Il est donc possible de calculer la variation de m avec la profondeur. On obtient ainsi la courbe de la figure 36. Les valeurs expérimentales $\frac{1}{Y}$ ont été reportées sur ce graphique et on peut constater qu'elles vérifient les prévisions théoriques.

En milieu eau indéfini, la répartition du rayonnement γ obéit donc à la loi simple :

$$I = \frac{KM}{\delta^2} e^{-\tau_a \delta}.$$

Mais dans cette intensité globale il est absolument indispensable de distinguer :

1° un rayonnement primaire d'intensité :

$I_{\text{primaire}} = \frac{K.M}{\delta^2} e^{-\mu\delta}$ et de longueur d'onde effective 16 U. X.

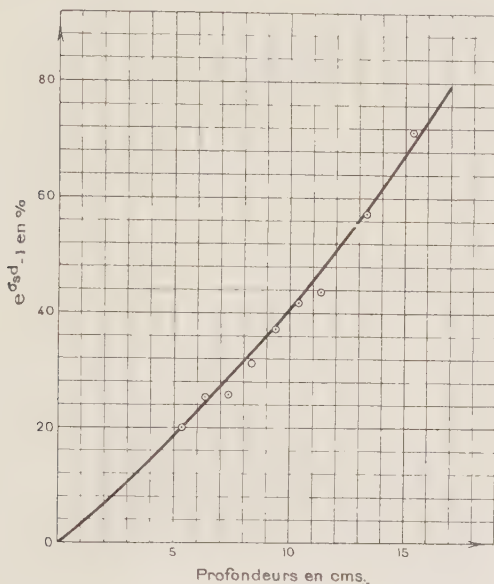


Fig. 36.

2° un rayonnement secondaire d'intensité :

$I_{\text{secondaire}} = \frac{KM}{\delta^2} (e^{-a\delta} - e^{-\mu\delta})$ et de longueur d'onde effective 45 U. X. environ.

Energie transformée par 1 cm³ d'eau. — Considérons en effet 1 cm³ d'eau en milieu eau indéfini et calculons l'énergie transformée en ionisation en son intérieur.

Cette énergie est :

$$\partial W = (\tau + \sigma_a)_{\text{prim}} \cdot I_{\text{prim}} + (\tau + \sigma_a)_{\text{sec}} \cdot I_{\text{sec}}.$$

c'est-à-dire :

$$\mathfrak{W} = (\tau + \sigma_a)_{\text{prim}} \left[I_{\text{prim}} + \frac{\left(\frac{\tau + \sigma_a}{\rho} \right)_{\text{sec}}}{\left(\frac{\tau + \sigma_a}{\rho} \right)_{\text{prim}}} \cdot I_{\text{sec}} \right]$$

ou en posant :

$$\frac{\left(\frac{\tau + \sigma_a}{\rho} \right)_{\text{sec}}}{\left(\frac{\tau + \sigma_a}{\rho} \right)_{\text{prim}}} = K > 1 \quad \mathfrak{W} = (\tau + \sigma_a)_{\text{prim}} [I_{\text{prim}} + KI_{\text{sec}}].$$

Si nous n'avions considéré que l'intensité globale, nous aurions écrit :

$$\mathfrak{W} = (\tau + \sigma_a)_{\text{prim}} \cdot I_{\text{total}} \equiv (\tau + \sigma_a)_{\text{prim}} (I_{\text{prim}} + I_{\text{sec}})$$

ce qui nous aurait conduit à une valeur moindre pour l'énergie transformée.

La différence de qualité entre les deux rayonnements ayant une répercussion sur les effets qu'ils produisent, il importe donc de les séparer et d'estimer leurs intensités respectives.

Règle à suivre dans l'exploration d'un milieu diffusif quelconque. — Aussi la conduite à tenir dans l'exploration d'un milieu diffusif fini ou indéfini est-elle la suivante :

1° Avec une chambre à mince paroi d'une substance légère, aluminium par exemple ;

répartition dans l'air, ce qui donne $I_0 = f(\delta)$;

répartition dans le milieu, ce qui donne $I_1 = \varphi(\delta)$;

évaluation du coefficient μ d'absorption totale de ce milieu,

on calcule ainsi à toute profondeur :

$$\text{l'effet primaire} \quad I_{\text{prim}} = I_0 e^{-\mu d}$$

$$\text{l'effet secondaire} \quad I_{\text{sec}} = I_1 - I_0 e^{-\mu d}.$$

2° Mêmes opérations à l'aide de chambres à minces parois de métaux lourds, plomb et étain par exemple.

A l'aide de ces résultats, on déterminera, suivant le procédé que nous avons indiqué plus haut, la longueur d'onde effective du rayonnement γ secondaire, relative à l'aluminium.

Ce résultat acquis, il est possible d'évaluer le coefficient d'amplification :

$$K = \frac{\left(\frac{\tau + \sigma_a}{\rho} \right)_{\text{sec}}}{\left(\frac{\tau + \sigma_a}{\rho} \right)_{\text{sec}}}$$

de la chambre en aluminium. On passe alors de la connaissance des courants d'ionisation dans cette chambre à celle des intensités qui les ont provoqués.

On connaît ainsi en tout point les intensités des rayonnements γ primaire et γ secondaire, indépendamment des fréquences.

L'effet produit dans 1 cm³ du milieu diffusif sera proportionnel à l'énergie qu'il absorbera. L'expression de cette énergie est :

$$\partial W = (\tau + \sigma_a)_{\text{prim}} (I_{\text{prim}} + K' I_{\text{sec}})$$

K' étant le coefficient d'amplification :

$$\frac{\left(\frac{\tau + \sigma_a}{\rho} \right)_{\text{sec}}}{\left(\frac{\tau + \sigma_a}{\rho} \right)_{\text{prim}}}$$

caractéristique du milieu.

Remarque. — Le courant d'ionisation produit dans une petite chambre par l'ensemble d'un rayonnement γ primaire et d'un rayonnement γ secondaire agissant simultanément a pour expression :

$$i = \mathcal{R}.s.(\alpha.R)_{\text{prim}}(\tau + \sigma_a)_{\text{prim}} \cdot I_{\text{prim}} + \mathcal{R}.s.(\alpha.R)_{\text{sec}}(\tau + \sigma_a)_{\text{sec}} \cdot I_{\text{sec}}.$$

Mais comme :

$$(\alpha.R)_{\text{prim}} = (\alpha.R)_{\text{sec}} = C^{\text{te}}$$

il vient :

$$i = k.s.(\alpha.R)(\tau + \sigma_a)_{\text{prim}}[I_{\text{prim}} + K.I_{\text{sec}}]$$

en posant $K = \frac{(\tau + \sigma_a)_{\text{prim}}}{(\tau + \sigma_a)_{\text{sec}}}$ — coefficient d'amplification de la chambre.

Si la paroi de la chambre d'ionisation a un numéro atomique voisin de celui du milieu diffusif, on pourra poser que $K = K'$ et dans ces conditions l'énergie transformée par 1 cm³ du milieu dispersif sera rigoureusement proportionnelle au courant d'ionisation accusé par la petite chambre, quelle que soit la qualité du rayonnement : l'étalonnage fait à l'aide du rayonnement γ primaire sera valable pour le rayonnement γ secondaire.

Pour des rayonnements de 16 U. X. et de 45 U. X., les coefficients d'amplification de l'oxygène et de l'aluminium sont 1,40 et 1,53.

A 10 cm. dans l'eau, le rapport des intensités vraies des deux rayonnements est de 40 %.

Le courant d'ionisation dans une chambre à paroi de graphite sera proportionnel à $60 + 1,40 \times 40 = 116$ et dans une chambre à paroi d'aluminium il sera proportionnel à $60 + 1,53 \times 40 = 121$.

Donc

$$I_c = 96\ 0/0\ I_{Al}.$$

Sans être absolument correcte, la chambre d'aluminium ne conduit cependant pas à des erreurs sensibles. Dans la pratique thérapeutique où l'on explore des milieux finis, cette erreur est encore plus faible puisque le rayonnement γ secondaire est moins abondant et moins mou.

CHAPITRE IV

Première partie

Comparaison des différents milieux dispersifs. — Dans les milieux diffusifs légers et indéfinis, les intensités primaire, secondaire et totale peuvent se calculer à partir des relations :

$$\begin{aligned} I_{\text{total}} &= \frac{KM}{d^2} e^{-\tau_a d} \\ I_{\text{prim}} &= \frac{KM}{d^2} e^{-\mu d} \\ I_{\text{sec}} &= \frac{KM}{d^2} [e^{-\sigma_a d} - e^{-\mu d}] \\ \alpha = \frac{I_{\text{sec}}}{I_{\text{prim}}} &= e^{+\sigma_s d} - 1. \end{aligned}$$

En utilisant les valeurs, précédemment trouvées pour I total, I primaire et α , dans le cas de l'eau, considérée comme milieu étalon, il est possible de calculer ces mêmes valeurs dans le cas d'un autre milieu, à la condition de connaître son coefficient μ d'absorption totale.

Les coefficients σ_a et σ_s s'obtiennent à partir de μ à l'aide des relations de Compton.

L'absorption de fluorescence étant négligeable pour les éléments légers, on obtient :

$$\sigma = \mu \frac{1 + \alpha}{1 + 2\alpha} \quad \text{et} \quad \sigma_a = \mu \frac{\alpha}{1 + 2\alpha}.$$

Pour

$$\lambda_0 = 0,016 \text{ \AA}$$

$$\alpha = 1,51 \quad \text{d'où} \quad \sigma_s = 0,63 \mu \quad \text{et} \quad \sigma_a = 0,37 \mu.$$

En prenant les dérivés logarithmiques de I total, I primaire et α et en passant des différentielles aux accroissements finis, on obtient les trois relations :

$$\frac{\Delta I_{\text{total}}}{I_{\text{total}}} = -d\Delta\sigma_a$$

$$\frac{\Delta I_{\text{prim}}}{I_{\text{prim}}} = -d\Delta y$$

$$\frac{\Delta \alpha}{\alpha} = +\Delta\sigma_s \cdot d \frac{e^{+\sigma_s d}}{e^{+\sigma_s d} - 1}.$$

Ainsi, à une profondeur déterminée, les rayonnements primaire et total diminuent quand augmente le pouvoir absorbant du milieu, tandis que le rapport des rayonnements γ secondaire et primaire augmente. Ces effets s'accroissent avec la profondeur. La connaissance des coefficients d'absorption des différents milieux légers permet donc de les séparer.

Influence de la densité d'un milieu léger sur les proportions respectives des rayonnements γ primaire et γ secondaires. — Considérons, pour fixer les idées, trois milieux légers particuliers : l'eau, la glycérine et la pâte columbia.

Ils ont très sensiblement le même coefficient d'absorption massique (voir p. 24), mais les différences de densités introduisent des différences sensibles dans les valeurs des coefficients μ .

En considérant l'eau comme un milieu étalon, nous obtenons à 10 cm. de profondeur :

1° Milieu glycérine indéfini

$$\frac{\Delta I_{\text{total}}}{I_{\text{total}}} = -4,40 \text{ o/o} \quad \frac{\Delta I_{\text{prim}}}{I_{\text{prim}}} = -11,50 \text{ o/o}$$

$$\frac{\Delta \alpha}{\alpha} = +24,70 \text{ o/o}.$$

2° Milieu pâte columbia indéfini

$$\frac{\Delta I_{\text{total}}}{I_{\text{total}}} = +1,5 \text{ o/o} \quad \frac{\Delta I_{\text{prim}}}{I_{\text{prim}}} = +4 \text{ o/o}$$

$$\frac{\Delta \alpha}{\alpha} = -7,5 \text{ o/o}$$

c'est-à-dire :

Milieu	I total à 10 cm	α à 10 cm
Pâte Columbia . .	101,50	38 o/o
Eau	100.	41 »
Glycérine. . . .	95,60	50 »

Les doses totales sont très sensiblement les mêmes, si l'on se contente d'une grossière approximation. Mais les rapports des rayonnements γ secondaire et primaire sont très sensiblement différents. Ces différences sont dues à la différence des densités : à une variation de 33 % de la densité correspond une variation de 28,50 % du rapport α .

S'il existe une spécificité d'action des longueurs d'onde, il devient donc nécessaire, pour interpréter correctement une expérience biologique, d'évaluer à chaque profondeur la qualité et la quantité du rayonnement γ secondaire.

Tous les milieux légers indéfinis ne sont donc pas équivalents. Dans la pratique thérapeutique s'est introduit l'usage du fantôme d'eau que l'on substitue au corps humain pour le relevé des courbes d'isointensités ou d'isodoses. Or, à *priori*, il n'est pas évident que l'eau puisse être considérée un milieu équivalent.

Assimilation du corps humain à de l'eau. — Le calcul à partir des relations de Compton et de Richtmyer, des coefficients d'absorption des principaux constituants du corps humain conduit aux résultats suivants :

Os.	$\frac{\mu}{\rho} = 0,0545$
Muscles	» = 0,0548
Graisses	» = 0,057
Eau	» = 0,0565

Les densités de l'os, du muscle et de la graisse ne sont pas exactement connues. Il n'est donc pas possible d'avoir de μ une valeur précise, mais l'os étant un peu plus lourd que l'eau et la graisse un peu plus légère, leur μ doit être voisin de celui de l'eau. On peut donc penser que les trois principaux constituants du corps humain se comporteront vis-à-vis des rayons γ exactement comme l'eau : Une expérience légitime cette opinion.

Expérience justificative. — Une source de radium constituée par 20 tubes accolés contenant chacun 50 mg. de Ra-élément est immergée dans l'eau.

Entre la source et la chambre peut être placé un fémur de bœuf que le rayonnement γ doit traverser avant d'atteindre le récepteur.

La chambre occupe successivement toutes les positions indiquées sur la figure 37. On fait deux séries de mesures : la première avec os et la deuxième sans os. La figure 38 concrétise le résultat : la répartition du rayonnement γ est la même en la présence ou en l'absence de l'os, c'est-à-dire que celui-ci se comporte comme son « équivalent » d'eau. Cet effet est dû à l'égalité des μ pour l'os et l'eau. Les mêmes mesures effectuées en milieu-air donnent au contraire des résultats différents. Cet effet « de densité » peut être mis en évidence en opérant en milieu-eau et en

comparant à son « équivalent d'eau » un volume déterminé d'aluminium :

$$\frac{\mu}{\rho} (\text{aluminium}) = 0,0456 \quad \rho = 2,65$$

$$\frac{\mu}{\rho} (\text{eau}) = 0,0565 \quad \rho = 1.$$

Bien que l'aluminium ait un $\frac{\mu}{\rho}$ légèrement inférieur à l'eau, il se comportera différemment à cause de la diffé-

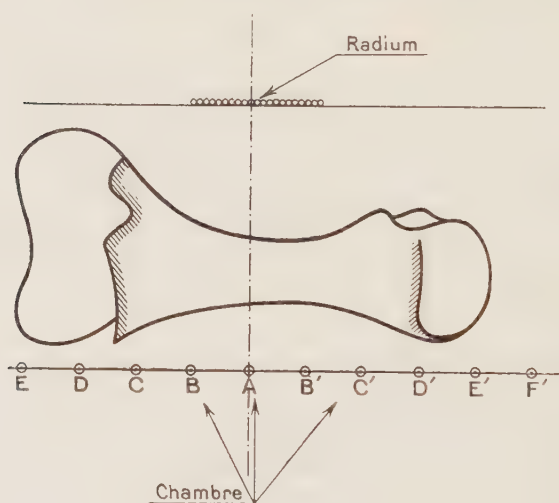


Fig. 37.

rence de densité : l'interposition d'une épaisseur d'aluminium sur le trajet du faisceau troublera la répartition du rayonnement en diminuant les intensités. L'expérience a été faite avec un disque d'aluminium de 2 cm. d'épaisseur. Les résultats obtenus ont servi à la construction de la figure 39.

En définitive, les trois principaux constituants du corps humain, ayant sensiblement le même μ vis-à-vis du rayonnement γ , celui-ci ne fera entre eux aucune différence : il

ne s'apercevra pas de l'hétérogénéité du corps humain, et l'assimilera à de l'eau : sous les rayons γ , le corps humain ne présente pas d'effet radiographique.

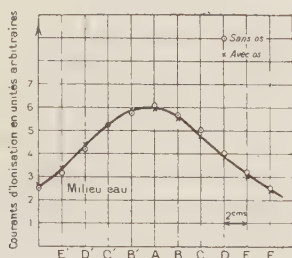


Fig. 38.

L'usage du fantôme d'eau est donc légitime. Mais son emploi correct exige une précaution élémentaire, La qualité et la quantité du rayonnement γ secondaire dépendant de

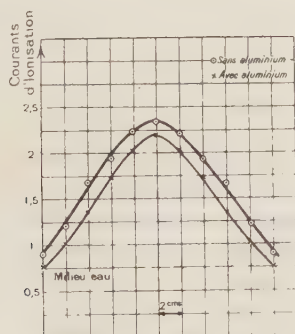


Fig. 39.

la quantité de matière irradiée, il est indispensable de faire tout essai d'appareil de curiethérapie sur un volume d'eau équivalent à la partie du corps humain ultérieurement soumise au rayonnement γ .

Deuxième partie.

Les isodoses de rayons X. — Les résultats de l'exploration d'un milieu dispersif sont liés à la nature de la paroi de la chambre. Quand elle est en aluminium, le milieu indéfini eau paraît complètement transparent aux rayons γ : le rapport des indications dans l'eau et dans l'air est en effet égal à 1. Quand la paroi de la chambre est faite d'un métal lourd (étain ou plomb) ce rapport devient supérieur à l'unité.

Pour une paroi d'étain de 6/100 de millimètre il varie de 1,58 à 1,86 entre 5 et 15 cm. de profondeur.

Pour une paroi de plomb de 4/100 de millimètre il varie de 1,84 à 2,30 dans les mêmes limites de profondeur.

On commettrait donc de grosses erreurs si l'on relevait avec une petite chambre à paroi lourde des courbes d'« isodoses » qui serviraient ensuite à diriger des expériences biologiques ou des traitements thérapeutiques.

C'est pourtant ce que l'on a fait en röntgenthérapie : Dessauer a relevé des courbes d'isodoses dans l'eau en utilisant comme récepteur la plaque photographique.

Des mesures spéciales nous ont montré que le rapport de l'effet paroi à l'effet gaz dans une petite chambre d'ionisation est encore plus élevé sous une irradiation X que sous une irradiation γ . L'expression analytique du courant d'ionisation demeure donc à *fortiori*.

$$i = K \alpha R. s(\tau + \sigma_a) I_0.$$

L'intensité du courant est proportionnelle à l'intensité du rayonnement excitateur et au coefficient d'absorption dans la paroi de ce rayonnement. Cette relation n'est d'ail-

leurs que l'expression mathématique, dans un cas particulier, de la loi générale suivante :

L'effet produit sur un récepteur quelconque, par un rayonnement X ou γ , est proportionnel à l'énergie absorbée par ce récepteur. Cette énergie est, elle-même, proportionnelle à l'intensité du rayonnement incident et au pouvoir absorbant du récepteur.

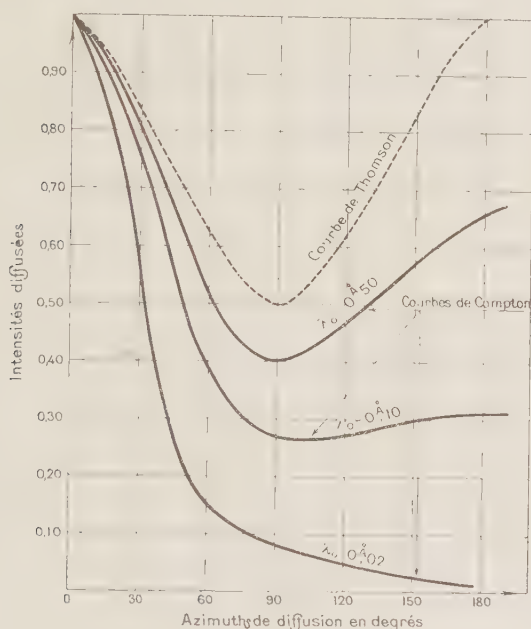


Fig. 40.

Comme ce dernier croît avec la longueur d'onde, tous les récepteurs sont, à des degrés différents, sélectifs.

La diffusion des rayons X par la matière peut évidemment s'effectuer suivant le processus indiqué par Compton. Si le rayonnement X primaire se propage dans un milieu dispersif, la qualité moyenne du rayonnement X secondaire dépendra d'une part du changement de la longueur d'onde

avec l'azimut dans le phénomène élémentaire de la diffusion et d'autre part de la répartition de l'intensité diffusée en fonction de l'azimut. La variation absolue de la longueur d'onde pour un azimut donné est indépendante de la longueur d'onde primaire et par suite la variation relative diminue quand la longueur d'onde primaire augmente. Pour des rayons mous, on retrouverait le phénomène de la diffusion sans changement de longueur d'onde de J. J. Thomson. La répartition de l'intensité diffusée en fonction de l'azimut dépend aussi de la longueur d'onde primaire. Les courbes de la figure 40 montrent cette variation. La diffusion « rétrograde » qui est négligeable dans le cas de rayons γ durs ($\lambda_{\text{eff}} = 0,02 \text{ \AA}$) devient important pour des rayons X durs ($\lambda = 0,10 \text{ \AA}$). Or cette diffusion rétrograde s'effectue sur une longueur d'onde très modifiée. Donc, quand la longueur d'onde primaire augmente, d'une part la variation relative de la longueur d'onde diminue, et d'autre part, l'intensité de la diffusion « rétrograde » augmente. En ce qui concerne la qualité moyenne du rayonnement X secondaire, le second effet compense en partie le premier et par suite, du moins pour des rayonnements X primaires durs, le changement de qualité moyenne par diffusion peut encore être appréciable.

A titre d'indication, pour un rayonnement X primaire de 100 U. X. de longueur d'onde, on aura :

$$\begin{array}{ll} I_0 = 100 & \lambda_0 = 0,10 \text{ \AA} \\ I_{180} = 31 & \lambda_{180} = 0,1484 \text{ \AA} \end{array}$$

Le rapport des effets produits sur un récepteur lourd (absorbant uniquement par fluorescence) sera :

$$\frac{i_{180}}{i_0} = \left[\frac{\lambda_{180}}{\lambda_0} \right]^3 \frac{I_{180}}{I_0} \quad \text{c'est-à-dire} \quad \frac{i_{180}}{i_0} = 1 \text{ sensiblement.}$$

Le courant d'ionisation pour $\theta = 180$ sera le même que

pour $\theta = 0$ alors que l'intensité diffusée à 180° n'est que le tiers environ de celle diffusée à 0° .

Ces considérations légitiment donc les efforts faits depuis quelques années en Allemagne pour construire de petites chambres exploratrices dont la sensibilité spectrale soit la même que celle de l'eau ou des tissus vivants.

Troisième partie.

Le rayonnement ultra-pénétrant d'origine cosmique. Résultats de Millikan. — Millikan ⁽¹⁾ pense que le rayonnement ultra-pénétrant cosmique qui atteint la terre a une composition spectrale qui s'étend de 0,00038 Å à 0,000634. Ces chiffres sont obtenus en interprétant, à l'aide de la relation de Compton :

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\sigma}{\rho} = \frac{\sigma_0}{\rho} \frac{1}{1 + 2\alpha},$$

des mesures d'absorption dans l'eau, faites en immergeant des électroscopes dans des lacs élevés alimentés par la fonte des neiges.

Causes possibles d'erreur. — On peut se demander si les phénomènes de pseudo-transparence que nous avons signalés ne sont pas responsables en partie ou en totalité de la grande pénétration attribuée par Millikan aux rayons cosmiques.

Pour une onde sphérique γ se propageant en milieu eau indéfini et pour de petites distances le rayonnement γ secondaire plus mou apporte une énorme perturbation. L'interprétation des expériences faites avec la chambre d'aluminium conduirait en effet à un coefficient d'absorption de l'eau égal à zéro (c'est-à-dire à un rayonnement de fréquence infinie) et celle des expériences avec les chambres à parois lourdes à des coefficients d'absorption négatifs,

⁽¹⁾ MILLIKAN and CAMERON. High frequency rays of cosmic origin. Measurements in snow-fed lakes at high altitudes. *Phys. Review*, nov. 1926, **2**, p. 856.

dont la valeur numérique dépendrait d'ailleurs du numéro atomique de la paroi.

On ne saurait extrapoler les résultats expérimentaux consignés ici, car ils sont relatifs à de faibles profondeurs (une vingtaine de centimètres) alors que ceux de Millikan sont relatifs à des grandes profondeurs (une vingtaine de mètres).

Mais, si le rayonnement cosmique a bien les caractéristiques indiquées par Millikan, on en peut conclure que la sensibilité de son électroscope aux différentes longueurs d'onde est indépendante de la nature de la paroi, car un rayonnement aussi pénétrant que celui qu'il indique, doit, de toute nécessité, subir dans tout élément une pure absorption de dispersion. La sélectivité de l'appareil n'est donc pas liée à la nature de la paroi et celle-ci n'intervient que dans la quantité de l'ionisation produite (effet de densité).

Ceci posé, nous admettrons avec Millikan que la longueur d'onde moyenne du rayonnement primaire est $\lambda_0 = 0^{\text{A}},0005$. Pour un tel rayonnement, $\alpha = 48$ et par suite le rapport du coefficient d'absorption vraie σ_a au coefficient d'absorption apparente σ_s de dispersion, c'est-à-

dire la quantité $\frac{\sigma_a}{\sigma_s} = \frac{\alpha}{1 + \alpha}$ est sensiblement égal à 1 :

en moyenne la moitié du quantum primaire absorbé est dispersée et la moitié cédée à l'électron de choc.

$h\nu_{0\text{ moy}} = \frac{1}{2} h\nu_0$ et par suite la longueur d'onde moyenne

d'une réémission d'ordre 1 est le double de la longueur d'onde primaire. La relation habituelle de Compton fait correspondre à cette longueur d'onde un azimuth de réémission de 11° . En résumé, la moitié de l'énergie absorbée par un élément de volume est réémise sur une longueur d'onde double et très sensiblement en avant. Ainsi raisonne Millikan.

Dans la suite de cet exposé, nous négligerons les réémissions d'ordre supérieur à 1. Nous serons donc seulement en présence d'un rayonnement primaire λ_0 et d'un rayonnement secondaire d'ordre 1 tel que $\lambda_1 = 2.\lambda_0$. Un calcul rapide montre que l'absorption vraie de dispersion par un élément quelconque du rayonnement λ_1 est double de l'absorption vraie du rayonnement λ_0 [$\sigma_{1,a} = 2.\sigma_{0,a}$].

A intensités égales, le rayonnement λ_1 produira donc un effet double de celui du rayonnement λ_0 .

Calcul des intensités primaires et secondaires. — Nous reprendrons, en le complétant, un procédé de calcul indiqué par Tuwin ⁽¹⁾. Le rayonnement primaire est supposé être une onde plane verticale et, par suite de la réémission en avant, il en sera de même du rayonnement secondaire d'ordre 1.

L'intensité du rayonnement primaire à la profondeur H est :

$$I_{1,H} = I_0 e^{-\sigma_1.H}$$

L'intensité du rayonnement secondaire 1 au même niveau est :

$$I_{2,H} = \sigma_{s,1} . I_0 \int_0^H e^{-\sigma_2(H-h)} e^{-\sigma_1 h} dh,$$

c'est-à-dire tous calculs faits :

$$I_{2,H} = I_0 e^{-\sigma_1.H} . \frac{\sigma_{s,1}}{\sigma_2 - \sigma_1} [1 - e^{-(\sigma_2 - \sigma_1)H}]$$

En désignant par K le coefficient de surestimation par la chambre du rayonnement secondaire par rapport au

(1) TUWIN. Über Verzerrung des absorptions Kurve Kosmischer Strahlen, im Wasser durch sekundäre streustrahlung. *C. R. de l'Académie des Sciences de l'U. R. S. S.*, n° 2, 1927.

rayonnement primaire, les effets produits sur l'appareil sont :

$$\text{Effet primaire} = I_0 e^{-\sigma_1 H}.$$

$$\text{Effet secondaire} = K \cdot I_0 e^{-\sigma_1 H} \cdot \frac{\sigma_{s,1}}{\sigma_2 - \sigma_1} [1 - e^{-(\sigma_2 - \sigma_1)H}].$$

Rapport de l'effet secondaire à l'effet primaire. — Le rapport α de l'effet secondaire à l'effet primaire est :

$$\alpha = \frac{K \sigma_{s,1}}{\sigma_2 - \sigma_1} [1 - e^{-(\sigma_2 - \sigma_1)H}].$$

$$\text{Pour } H = 0 \quad \alpha = 0$$

$$\text{Pour } H = \infty \quad \alpha = \frac{K \sigma_{s,1}}{\sigma_2 - \sigma_1}.$$

α augmente avec la profondeur et finit par atteindre une valeur constante.

Pour de faibles valeurs de H , $\alpha = K \cdot \sigma_{s,1} \cdot H$, c'est-à-dire que α augmente linéairement avec la profondeur. Il est à remarquer que dans le cas d'une onde sphérique γ se propageant en milieu eau indéfini, l'expérience avait fourni pour α une relation de cette forme : α est proportionnel au coefficient de dispersion de l'eau et au coefficient de surestimation de la chambre.

Coefficient expérimental d'absorption. — Le coefficient expérimental d'absorption μ_{exp} qu'on peut obtenir à partir de la courbe définissant la variation de l'intensité totale avec la profondeur est :

$$\mu_{\text{exp}} = \left| \frac{1}{I_{\text{total}}} \frac{\partial I_{\text{total}}}{\partial H} \right|.$$

L'expression de l'effet total produit sur l'électroscope est :

$$I = I_0 e^{-\sigma_1 H} \left[1 + \frac{K \sigma_{s,1}}{\sigma_2 - \sigma_1} (1 - e^{-(\sigma_2 - \sigma_1)H}) \right]$$

d'où :

$$\mu_{\text{exp}} = \sigma_1 - \frac{K \cdot \sigma_{s,1} \cdot e^{-(\sigma_2 - \sigma_1)H}}{1 + \frac{K \cdot \sigma_{s,1}}{\sigma_2 - \sigma_1} [1 - e^{-(\sigma_2 - \sigma_1)H}]}$$

Premier cas :

$$H = 0 \quad \mu_{\text{exp}} = \sigma_1 - K \cdot \sigma_{s,1}$$

1° Si les rayonnements primaire et secondaire avaient même qualité ou bien si la sensibilité de la chambre aux deux rayonnements était la même, K serait égal à 1 d'où :

$$\mu_{\text{exp}} = \sigma_1 - \sigma_{s,1} = \sigma_{a,1}$$

Aux faibles profondeurs, on mesurerait, non plus le coefficient d'absorption totale σ de l'eau, mais son coefficient d'absorption vraie par dispersion σ_a .

Dans le cas d'une onde sphérique γ en milieu eau indéfini, nous avons expérimentalement obtenu, pour de faibles distances source-chambre, un résultat analogue : quand on considère, non pas les effets produits sur la petite chambre, mais les intensités des rayonnements excitateurs, on constate que la distribution de l'intensité totale est régie par la loi de l'inverse du carré de la distance et par l'absorption vraie.

2° Si les rayonnements n'ont pas la même qualité et si la chambre est sélective, K est supérieur à 1.

Et par suite $\mu_{\text{exp}} < \sigma_{a,1}$.

Dans le cas présent ($\lambda_{\text{prim}} = 0,0005 \text{ \AA}$ et $\lambda_{\text{sec}} = 0,0010 \text{ \AA}$) nous avons déjà vu que $K = 2$ et comme $\sigma_{s,1} = \frac{1}{2} \sigma$ on obtient $\mu_{\text{exp}} = 0$, c'est-à-dire que, sous de faibles épaisseurs, l'eau paraîtrait transparente.

Si le rayonnement primaire était moins dur, on pourrait même avoir $K \cdot \sigma_{s,1} > \sigma_1$ et par suite $\mu_{\text{exp}} < 0$.

C'est ce qui arrivait pour le rayonnement γ et des chambres à parois lourdes dont les indications en milieu eau étaient, toutes choses égales d'ailleurs, supérieures aux indications en milieu air.

Second cas :

$$H = \infty \quad \mu_{\text{exp}} = \sigma_1.$$

Aux grandes profondeurs l'expérience fournit une valeur correcte du coefficient d'absorption.

Le trouble jeté par le rayonnement secondaire de diffusion n'intéresse que les couches superficielles.

Pour des profondeurs comprises entre 0 et ∞ on trouvera évidemment pour μ_{exp} toutes les valeurs comprises entre 0 et σ_1 .

Dans le cas présent où $\lambda_{\text{prim}} = 0,0005 \text{ \AA}$ et $\lambda_{\text{sec}} = 0,0010 \text{ \AA}$:

$$K = 2 \dots \sigma_1 = 3 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1} \dots \sigma_{1,s} = \frac{1}{2} \sigma_1 = 1,5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$$

et

$$\sigma_2 = 2\sigma_1 = 6 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}.$$

Le calcul conduit au tableau suivant :

H en mètres	μ_{exp} en cm^{-1}	σ_1 en cm^{-1}
0	0	$3 \cdot 10^{-3}$
0,50	$0,692 \cdot 10^{-3}$	»
1	1,23 »	»
2	1,87 »	»
4	2,46 »	»
8	2,86 »	»
12	2,94 »	»
∞	3 »	»

Il montre que, seules, les mesures faites à des profondeurs d'une dizaine de mètres sont susceptibles de fournir une valeur suffisamment exacte du coefficient d'absorption.

Aux profondeurs plus faibles, le coefficient trouvé est inférieur au coefficient vrai et le rayonnement paraît, par conséquent, plus pénétrant qu'il ne l'est en réalité.

Ce résultat permet de penser que l'intervalle spectral attribué par Millikan aux rayons cosmiques est trop étroit. Les coefficients trouvés par lui aux grandes profondeurs sont sans doute exacts et par suite exacte aussi la limite du spectre vers les courtes longueurs d'onde. Mais aux faibles profondeurs, il a obtenu des coefficients d'absorption trop faibles auxquels il faisait correspondre des longueurs d'onde trop petites : le spectre des rayons cosmiques serait plus long que Millikan ne le pensait.

CONCLUSIONS

Les principaux résultats de ce travail sont les suivants :

1° *Vérification indirecte du phénomène essentiel de la théorie de A. H. Compton*, augmentation de la longueur d'onde dans la diffusion. L'exploration, à l'aide d'une petite chambre d'ionisation, d'un milieu dispersif (l'eau), soumis au rayonnement gamma du radium conduit en effet au résultat suivant : la longueur d'onde effective du rayonnement gamma secondaire de l'eau est trois fois plus grande que la longueur d'onde effective du rayonnement gamma primaire.

2° *Relativité de la longueur d'onde effective*. La longueur d'onde effective d'un rayonnement complexe se déduit en définitive d'une « réaction » d'un ou de plusieurs éléments soumis à ce rayonnement. On doit donc s'attendre à ce que cette réaction dépende à la fois du rayonnement analysé et du ou des éléments employés pour l'analyse. Des expériences faites sur le rayonnement gamma du radium, sur le rayonnement gamma de diffusion de l'eau, et sur des rayons X, nous ont montré que la valeur trouvée pour la longueur d'onde effective d'un spectre complexe est d'autant plus grande qu'on a recours à des écrans de nombre atomique plus élevé. Une longueur d'onde effective est donc une grandeur essentiellement relative. Dans un travail biologique, on commettrait de grosses erreurs si on attribuait l'effet produit par un rayonnement complexe à une longueur d'onde effective obtenue à l'aide d'éléments lourds.

3° *Sélectivité d'une petite chambre d'ionisation*. Le calcul et l'expérience établissent que le courant d'ionisation,

dont est le siège une petite chambre (2 à 3 cm³ de volume), est dû à peu près uniquement, à l' « effet paroi ». L'intensité de ce courant est proportionnelle au produit de l'intensité du rayonnement excitateur par le coefficient d'absorption vraie de la paroi : d'où une double sélectivité puisque le coefficient d'absorption est fonction à la fois de la longueur d'onde et du numéro atomique de l'élément employé. Il est donc incorrect d'utiliser, pour diriger des traitements radiothérapeutiques, des courbes d'isodoses relevées avec des récepteurs de numéro atomique élevé, ayant, de ce fait, une sensibilité spectrale très différente de celle des tissus vivants.

4° *Pseudo-transparence des milieux dispersifs.* Dans ces milieux, existe, à côté du rayonnement gamma primaire, un rayonnement gamma diffusé plus « mou ». La sélectivité d'une petite chambre en fonction de la longueur d'onde entraîne la conséquence suivante : à intensités ⁽¹⁾ égales, le rayonnement gamma diffusé produit un courant plus intense que le rayonnement gamma primaire. A cause de la sélectivité en fonction du nombre atomique, cette dissymétrie des effets augmente avec le poids atomique de la paroi. Si l'on prenait comme mesure de l'intensité du rayonnement, l'intensité, sans correction, du courant d'ionisation, on aboutirait à des résultats paradoxaux : quand on l'explore avec une chambre à paroi d'aluminium, une masse d'eau de dimensions suffisantes paraîtrait transparente aux rayons gamma. On devrait donc lui attribuer un coefficient d'absorption nul. Pour interpréter des explorations faites avec des chambres à parois « lourdes » il faudrait attribuer à l'eau des coefficients d'absorption négatifs. Il se peut que ces phénomènes de pseudo-transparence

(1) On désigne par intensité d'un rayonnement, en un point de l'espace, la quantité d'énergie qui traverse, par seconde, une surface de 1 cm², normale en ce point à la direction de propagation de l'onde.

aient vicié les mesures faites par Millikan sur les rayons ultra-pénétrants dans des lacs élevés.

5° *Mesure, en valeur absolue, de l'énergie émise, par seconde, sous forme de rayons gamma, par 1 g. de radium-élément.* Cette mesure a été faite, par la méthode d'ionisation, à l'aide d'une chambre contenant de l'air sous pression, où on n'utilise que l'effet « gaz ». Elle a conduit à un résultat qui concorde avec celui qu'Ellis et Wooster ont obtenu par une méthode calorimétrique.

Ce travail a été effectué à la Fondation Curie de l'Institut du Radium de Paris. M. le D^r Regaud, Directeur du Laboratoire de Radiophysiologie de l'Institut du Radium, me conseilla de l'entreprendre et m'a fourni les moyens de l'exécuter : je l'en remercie bien sincèrement. M^{me} Curie a bien voulu s'y intéresser et m'aider de ses conseils pour sa révision définitive : je la prie de trouver ici l'hommage de ma respectueuse reconnaissance. Je remercie aussi M. Ferroux, chef des travaux physiques, et M. Meunier qui a construit mon appareillage. Je dois enfin des remerciements particuliers à M. A. Lazard, fondateur des bourses de recherches scientifiques à la Fondation Curie.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

**Rayonnements ultra-pénétrants
d'origine cosmique.**

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 26 avril 1928.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

CH. MAURAIN.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Pour le Recteur :

L'Inspecteur de l'Académie,

A. MAURELLET.

